PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 6 — 15. März 1929 — Redaktionsschluß für Nr. 8 am 1. April 1929. — 30. Jahrgang

INHALT:

Originalmitteilungen:

H. Kietz, Messung der Schalldurchlässigkeit mit Hilfe des Hitzdrahtmikrophons. S. 145.

M. Ghosh, Über die Brownsche Rotationsbewegung. S. 160.

Vorträge von der Tagung des Gauvereins Sachsen-Thüringen-Schlesien der Deutschen Physikalischen Gesellschaft in Leipzig am 19. und 20. Januar 1929.

H. Possner und M. Wien, Die Leitfähigkeitsänderung wässeriger Salzlösungen in Gegenwart neutraler Moleküle (Rohrzucker). S. 161.

H. Falkenhagen, Zur Theorie der Gesamtkurve des Wien-Effektes. S. 163.

M. Herzberger, Über einen grundlegenden Satz der geometrischen Optik. S. 165.

O. Mittelstaedt, Über die Messung der Lichtgeschwindigkeit. S. 165.

G. Joos, Bemerkungen zur Druckverbreiterung von Spektrallinien. S. 168.

B. Schulze, Die Anregung des sichtbaren „roten" und „blauen" Argonspektrums durch Elektronenstoß. S. 169.

G. Hoffmann, Absorption in angeregten Zuständen. S. 169.

W. Hanle, Die optische Anregungsfunktion der Heliumlinien. S. 169.

E. H. L. Meyer, Über den Ramaneffekt bei Wasser. S. 170.

O. Meißer, Die Schallausbreitung in der Atmosphäre bei künstlichen Sprengungen. S. 170.

Besprechungen: W. Block, Messen und Wägen. S. 175.

Tagesereignisse. S. 175.

Personalien. S. 176.

Angebots. S. 176.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Messung der Schalldurchlässigkeit mit Hilfe des Hitzdrahtmikrophons.

Von Hans Kietz.

Übersicht.

1. Trifft auf eine Wand eine Schallenergie E_{Sch}, so wird ein bestimmter Teil E_r reflektiert, der Rest E_e dringt in die Materie ein. Von der eindringenden Schallenergie E_e wird auf der anderen Seite der Wand ein gewisser Betrag E_d wieder austreten. Diese durchgelassene Energie E_d und die reflektierte Energie E_r zusammen von der auftreffenden Energie E_{Sch} abgezogen, gibt als Rest den Betrag der Schallenergie, der in der Substanz absorbiert, d. h. in Wärme umgewandelt wurde. Insgesamt gilt:

$$E_{Sch} = E_r + E_e = E_r + (E_a + E_d). \quad (1)$$

Werden die Energiebeträge E_r, E_a und E_d für $E_{Sch} = 100$ angegeben, so charakterisieren diese Größen völlig die akustischen Eigenschaften der Wand.

2. Definition der Schallkonstanten. Aus der Grundgleichung (1) ergibt sich folgende Definition der Schallkonstanten einer Wand:

Der Reflexionskoeffizient $r = \frac{E_r}{E_{Sch}}$

Die Durchlässigkeit $d = \frac{E_d}{E_{Sch}}$

Der Absorptionskoeffizient $a = \frac{E_a}{E_{Sch}}$.

Als Absorptionskoeffizient findet man zuweilen (z. B. bei Sabines[1]) Nachhallmessungen) eine andere Größe angegeben. Es wäre hierfür besser die Bezeichnung „Einlaßfähigkeit":

Die Einlaßfähigkeit $e = \frac{E_e}{E_{Sch}}$.

3. Bestimmung der Schallkonstanten. Bei der Bestimmung der Schallkonstanten besteht eine große Schwierigkeit darin, daß die Schalleigenschaften einer Wand stark von der Größe und der seitlichen Befestigung abhängig sind. Bei den bisher gebräuchlichen Meßverfahren sind die erhaltenen Resultate nur für die untersuchte Anordnung maßgebend.

4. Das Wesen der Schalldurchlässigkeit. Der Schall kann auf drei verschiedene Arten von der einen Seite einer Wand auf die andere gelangen:

1. Besitzt die Wand Risse oder Löcher, so wird der Schall durch diese Luftkanäle übertragen werden. Dies ist der direkte Schalldurchgang oder, wie es Buckingham[2]) nennt, der Leckdurchgang.

2. Der Schall wird beim Auftreffen auf die Wand — wie das Licht aus Luft in Glas übergeht — in die Materie eindringen, sich als Longitudinalwelle in der Substanz fortpflanzen und

1) Sabine, American Architect and Building News 1900, Bd. 68.

2) Buckingham, Scient. Pap. Bureau of Stand. **20**, 193, 1925, Nr. 506.

auf der anderen Seite wieder in die Luft ausstrahlen.

3. Vermag die Wand Querschwingungen auszuführen, so wirkt sie für den Nachbarraum wie eine schwingende Membran.

5. Spezifische Durchlässigkeit. Während die beiden ersten Wirkungen, spezifische Eigenschaften der Substanz sind, die für jeden Stoff fest gegeben sind, ist die dritte Übertragungsmöglichkeit von äußeren Faktoren abhängig und kann sogar in derselben Anordnung von Versuch zu Versuch schwanken. Die Durchlässigkeit kann nur dann als eine Eigenschaft der Substanz allein gemessen werden, wenn die Querschwingungen vernachlässigbar klein sind oder, wenn ihr Einfluß bekannt ist. Die von den Querschwingungen befreite Durchlässigkeit soll als „Spezifische Durchlässigkeit" bezeichnet werden.

6. Schallübertragung durch Querschwingungen. Jede eingespannte Wand besitzt bestimmte Resonanzfrequenzen. Liegt die Erreger- oder Meßfrequenz weit ab von einer dieser Resonanzen, so wird die Platte erzwungene Schwingungen ausführen. Man wird mit Ottenstein[1]) annehmen dürfen, daß ihre Amplitude proportional dem Biegungspfeil einer eingespannten Platte bei statischem Druck ist. Für eine kreisförmige, fest eingespannte Platte gilt angenähert:

$$f = 0{,}17 \cdot \frac{r^4}{E \cdot h^3} p, \qquad (2)$$

f = Biegungspfeil, E = Elastizitätsmodul, p = Druck, h = Dicke und r = Radius der Platte.

E und h sind gegeben durch den zu untersuchenden Stoff und so bleibt eine Beeinflussung des Biegungspfeils und damit der Amplitude der auftretenden Querschwingungen durch den Radius der eingespannten Fläche. Bei sehr kleinen freien Flächen wird die Querschwingung nur sehr gering sein können und es ist außerdem noch der Vorteil damit verknüpft, daß die Resonanzfrequenz für die meisten Substanzen dann weit über den normalen Meßfrequenzen liegt.

7. Schallübertragung durch Materialschwingungen. Sind die eingespannten Platten luftdicht, wie es praktisch z. B. bei Glas und bei allen Metallen der Fall sein wird, so kann keine direkte Schallübertragung, kein Leckdurchgang vorhanden sein, und der Schall wird sich nur durch die entstehenden Materialschwingungen fortpflanzen. Wird des weiteren angenommen, daß Querschwingungen unmöglich sind, so besteht nach Rayleigh[2]) für die dann noch durchgelassene Schallenergie folgende Beziehung:

$$E_d = \frac{E_{Sch}}{\left(\frac{\pi \cdot n \cdot \delta_2}{c_1 \cdot \delta_1}\right)^2 \cdot d^2 + 1} \qquad (3)$$

n = Meßfrequenz, c_1 = Schallgeschwindigkeit in Luft, δ_1 = Dichte der Luft, δ_2 = Dichte der Substanz, d = Dicke der Substanz.

Für ein Zahlenbeispiel mögen folgende Werte angenommen werden: $n = 330$, $c_1 = 33\,000$ cm/sec, $\delta_1 = 0{,}0012$ gr/cm³, $\delta_2 = 2{,}3$ (Stein, Metall und Glas).

$$E_d = \frac{E_{Sch}}{3600 \cdot d^2 + 1} \qquad (4)$$

Setzt man $E_{Sch} = 100$, so wird für $d = 1$ mm $E_d = 2{,}7$. Der Betrag von $2{,}7 = 1/37$ der auffallenden Energie ist nur klein, und da die Größe der durchgelassenen Schallenergie mit zunehmender Dicke der Schicht stark abnimmt, wird der in dieser Weise übertragene Schall stets gering sein.

8. Schallübertragung durch Leckdurchgang. Es kann viel Energie übertragen werden, wenn direkte Luftverbindung durch die Wand hindurch besteht. Denkt man sich als Beispiel eine Metallplatte zunächst völlig luftdicht, dann wird bei einer Dicke von 1 cm nach Absatz 7 weniger als 0,05 Proz. des auftreffenden Schalls durchgelassen, alles andere, also praktisch die ganze Schallenergie wird reflektiert. Bringen wir in dieser Platte eine große Anzahl von Bohrlöchern an, die je einen Durchmesser von etwa 0,01—0,1 mm haben, so wird der Schall in diese Kanäle eindringen. In der Ableitung, die Rayleigh[1]) über diesen Fall gibt, wird angenommen, daß in diesen Kapillaren die Schallvorgänge isotherm verlaufen. Für die durchgelassene Schallenergie E_d ergibt sich folgende Beziehung:

$$E_d = E_e \cdot e^{-\alpha d}. \qquad (5)$$

E_e = eindringende Schallenergie, α = Dämpfungsfaktor und d = Dicke der Schicht.

Im allgemeinen werden alle drei Übertragungsmöglichkeiten vorhanden sein, so daß sich die durchgelassene Schallenergie als Summe der drei Einzelglieder ergibt:

1. $E_{d_1} \sim f = 0{,}17 \frac{r^4}{E \cdot d^3} p \qquad E_{d_1} \sim \frac{r^4}{d^3}$

2. $E_{d_2} = \frac{E_{Sch}}{\left(\frac{\pi \cdot n \cdot \delta_2}{c_1 \cdot \delta_1}\right)^2 \cdot d^2 + 1} \qquad E_{d_2} \sim \frac{1}{K \cdot d^2 + 1}$

3. $E_{d_3} = E_e \cdot e^{-\alpha d} \qquad E_{d_3} \sim \frac{1}{e^{\alpha d}}$

r = Radius der Fläche, d = Dicke der Schicht, K = Konstante.

1) Ottenstein, Dissertation, München 1915, S. 19.

2) Rayleigh, Die Theorie des Schalls, Bd. 2, S. 104.

1) Rayleigh, Phil. Mag. 1883, S. 181, siehe auch Berger, Diss. München, S. 34.

9. Messung der Spezifischen Durchlässigkeit. Im folgenden soll die spezifische Durchlässigkeit gemessen werden, also die Summe von 2 und 3 unbeeinflußt von 1. Dies ist dadurch zu erreichen versucht worden, daß sehr kleine Flächen benutzt wurden. Die Flächen hatten höchstens einen Durchmesser von 2 cm. Da dadurch die gesamte durchgelassene Energie nur klein wurde, mußte, um Messungen ausführen zu können, die auftreffende Schallenergie möglichst groß sein. Zur Messung der durchgelassenen Schallenergie diente ein Hitzdraht.

Vor Ausführung der Versuche bedurfte es jedoch einer eingehenden Untersuchung des Hitzdrahtes als Schallmeßinstrument.

10. Das Hitzdrahtmikrophon. Ein vom elektrischen Strom durchflossener Leiter erwärmt sich, so daß seine Temperatur höher ist als die seiner Umgebung. Die erhöhte Temperatur bedingt eine Wärmeabgabe an die Umgebung, die mit zunehmender Temperatur des Drahtes wächst. Ist die Stärke des elektrischen Stromes und damit auch die zugeführte Wärme konstant, so wird sich ein Gleichgewichtszustand einstellen, bei dem der Wärmeverlust an die Umgebung gleich der sekundlich durch den elektrischen Strom zugeführten Energie ist. Trifft ein Luftstrom auf einen erwärmten Draht, der sich vorher in ruhender Luft befindet, so wird mehr Wärme entzogen und der Draht kühlt sich ab. Bei jedem Leiter, dessen Widerstand von der Temperatur abhängt, entspricht der Abkühlung eine Widerstandsänderung und so kann aus der Größe der Widerstandsänderung ein Rückschluß auf die Stärke der abkühlenden Luftströmung gezogen werden.

11. Paris und Tucker[1]) bestimmten experimentell die Abhängigkeit des Widerstandes eines dünnen Platindrahts (Ø = 0,006 mm) von der Geschwindigkeit der vorbeistreichenden und abkühlenden Luftströmung und fanden nebenstehende Kurve (Fig. 1). In erster Annäherung kann dieser Zusammenhang zwischen der Widerstandsänderung und der Luftströmung mathematisch folgendermaßen gefaßt werden:

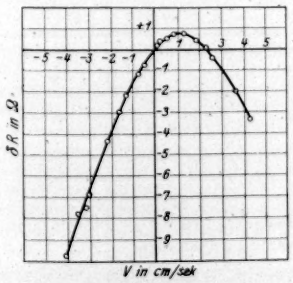


Fig. 1.

$$\Delta R = a V - b V^2 \qquad (6)$$

ΔR = Widerstandsänderung, V = Geschwindigkeit der Luftströmung und a, b = Konstanten.

Ist der Draht sehr dünn, so wird seine Wärmeträgheit gegenüber schnellen Abkühlungsschwankungen klein sein. Paris und Tucker nehmen an, daß der Draht in seinen Temperatureinstellungen völlig auch den schnellsten Luftschwingungen zu folgen vermag. In jedem Augenblick soll demnach der Widerstand des Drahtes den Wert besitzen, der der momentanen Luftgeschwindigkeit entspricht. Setzt man in obiger Gleichung $V = V_{max} \sin \omega t$, so erhält man:

$$\Delta R = a \cdot V_{max} \cdot \sin \omega t - \frac{b}{2} V_{max}^2 (1 - \cos 2\omega t) \qquad (7)$$

$$\Delta R = A V_{max}^2 + B V_{max} \sin \omega t + C V_{max}^2 \cos 2\omega t. \qquad (7a)$$

Wird der Hitzdraht von Schallwellen getroffen, so müssen sich demnach drei Wirkungen überlagern:

1. $\Delta R_1 = A V_{max}^2$, eine konstante Widerstandsänderung, die durch V_{max}^2 proportional der Schallintensität ist.
2. $\Delta R_2 = B V_{max}^2 \sin \omega t$, eine oszillierende Schwankung des Widerstandes, die die gleiche Periode wie die Luftschwingung besitzt.
3. $\Delta R_3 = C V_{max}^2 \cos 2\omega t$, eine Schwankung mit der doppelten Frequenz.

Die konstante Widerstandsänderung kann in einer gewöhnlichen Brückenanordnung bestimmt werden, während die Messung der beiden anderen Größen ΔR_2 und ΔR_3 mit einem entsprechend abgestimmten Vibrationsgalvanometer möglich ist. Paris und Tucker führen einige Versuche an, die die Richtigkeit ihrer theoretisch abgeleiteten Beziehungen zeigen.

12. v. Hippel[1]). Einige Zeit später gibt v. Hippel in seiner Dissertation eine rein theoretische Untersuchung des Hitzdrahtes, die in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der eben erwähnten, mehr experimentellen Arbeit von Paris und Tucker steht.

Befindet sich der Draht in einer Luftströmung, so wird sich ein Gleichgewichtszustand einstellen. Erhöht man die Luftgeschwindigkeit, so wird die

1) Paris und Tucker, Phil. Trans. **221**, 389, 1921.

1) v. Hippel, Ann. d. Phys. **75**, 521, 1924.

Drahttemperatur des jeweiligen Gleichgewichtszustandes immer tiefer liegen, niemals aber, selbst bei unendlich großer Geschwindigkeit, wird sämtliche vom elektrischen Strom zugeführte Wärme abgeleitet werden können. Auch für $v = \infty$ bleibt eine Temperaturdifferenz T_i zwischen dem Draht und der umgebenden Luft.

Bezeichnet man mit T_0 die Temperatur des Drahtes in ruhender Luft und mit T_L die Temperatur der Luft, so ergibt sich für die Temperaturänderung $\Delta T = T_0 - T$ durch eine Luftströmung von der Geschwindigkeit v:

$$\Delta T = [T_0 - (T_L + T_i)]\,(1 - e^{-\delta v^4}) = E\,(1 - e^{-\delta v^4}). \quad (8)$$

Dabei ist E die Temperaturerniedrigung für $v = \infty$.

Wird eine Luftströmung plötzlich unterbrochen, so nimmt der Draht nicht sofort die Ruhetemperatur T_0 an; v. Hippel findet ein e-funktionsmäßiges Ansteigen der Temperatur. Durch Kombination dieser zeitlichen Abhängigkeit und der obigen Beziehung zwischen v und ΔT erhält er die endgültige Formel, aus der dann abgelesen werden kann, welche Faktoren den Schwingungseffekt, wie es v. Hippel nennt, beeinflussen.

13. Richards[1]). Den Einfluß einer Luftschwingung auf einen Hitzdraht beschreibt Richards folgendermaßen: „Wir wollen uns vorstellen, daß der Widerstand des Hitzdrahtes den zunehmenden Geschwindigkeiten in seiner Temperatur folgen wird, d. h. der Draht wird bei zunehmender Luftgeschwindigkeit stets den Widerstand haben, der der im Augenblick vorhandenen Luftgeschwindigkeit entspricht. Aber die Wiedererwärmung des Drahtes hängt davon ab, wieviel Energie durch den elektrischen Strom geliefert wird. Die Luftströmung kühlt den Draht wohl ab, kann ihn aber nicht wieder erwärmen.

Der Hitzdraht, der in ruhender Luft den Widerstand R_0 habe, werde erhitzt von einem elektrischen Strome, der von einer Spannungsquelle E hervorgerufen wird. Zunächst sei der Draht einem Luftstrome ausgesetzt, so daß der Widerstand sich zu R_Q verringert. Plötzlich möge diese Luftströmung unterbrochen werden."

Richards nimmt jetzt an, daß die gesamte vom Strom zugeführte Wärme zur Temperaturerhöhung des Drahtes ausgenutzt wird.

$$\frac{dH}{dt} = \frac{E^2}{4{,}2 \cdot R}. \qquad H = \text{Wärmemenge} \quad (9)$$

Dieser Ansatz ist nicht einwandfrei, denn auch in ruhender Luft wird von dem Draht Wärme an die umgebende Luft abgegeben.

1) Richards, Phil. Mag. **269**, 926, 1923.

Der Grundgedanke in Richards' Theorie ist also, daß der Draht in der Abkühlung keinerlei Wärmeträgheit besitzt. Diese Annahme ist unberechtigt, auch beim Abkühlen des Drahtes wird der Draht schnellen Schwankungen nicht folgen können.

14. Theorie des Hitzdrahtes. In der Besprechung der v. Hippelschen Arbeit sahen wir, daß zu jeder Luftgeschwindigkeit eine bestimmte Gleichgewichtslage in der Temperatureinstellung des Hitzdrahtes gehörte. Bei plötzlich einsetzender Luftströmung wird sich dieser Gleichgewichtszustand erst nach einer gewissen Zeit einstellen. Diese Abkühlung hat die Form einer e-Funktion.

Wird der Luftstrom plötzlich unterbrochen, so wird sich infolge der geringeren Wärmeabgabe der Draht erwärmen und allmählich stellt sich wieder die alte Ruhetemperatur T_0 ein (siehe Fig. 2).

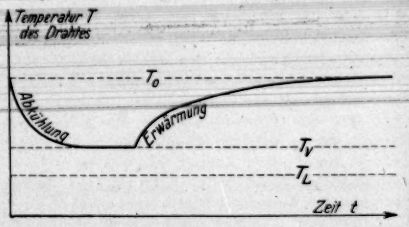


Fig. 2.

15. Die Wiedererwärmung des Drahtes. Die Wärmemenge, die zur Temperaturerhöhung des Drahtes frei wird, ist gleich der Differenz zwischen der vom Strom gelieferten Wärme und der an die Luft abgegebenen Wärme. Es ergibt sich eine Formel ähnlich der Grundgleichung beim Thermotelephon (Wente[1]))

$$Q = 4{,}2 \cdot R \cdot i^2 - 2\pi r \cdot l \cdot \beta\,(T - T_L) = K_e - L\,(T - T_L) = K - LT. \quad (10)$$

R = Drahtwiderstand — es wird vernachlässigt, daß R und damit die Wärmezufuhr sich mit der Temperatur ändert, i = Stromstärke, r = Drahtradius, l = Drahtlänge, β = äußere Wärmeleitfähigkeit, T = Momentantemperatur des Drahtes und T_L = Temperatur der Luft.

K und L sind für jeden Draht konstant.

Diese frei werdende Wärmemenge Q verursacht eine Temperaturerhöhung des Drahtes:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{Q}{\pi r^2 \cdot l \cdot \delta \cdot \varrho} = \frac{Q}{N}. \quad (11)$$

δ = Dichte des Drahtmaterials, ϱ = spez. Wärme des Drahtes, t = Zeit und N = Konstant.

1) E. E. Wente, Phys. Rev. **13**, 333, 1922.

Für Q den obigen Wert eingesetzt, ergibt:

$$\frac{dT}{K - L \cdot T} = \frac{dt}{N}$$

$$\ln [K - LT] = -\frac{L}{N} t + \text{Konst.}$$

$$T = \frac{K}{L} - \frac{\text{Konst.}}{L} e^{-\frac{L}{N} t}. \qquad (12)$$

Für $t = 0$ ist die Drahttemperatur T gleich dem Wert, der sich im Gleichgewichtszustand für die zunächst vorhandene Luftströmung v ergibt. Wir wollen diese Temperatur T_v nennen und die Differenz zwischen der Ruhetemperatur T_0 und T_v also $T_0 - T_v$ mit D bezeichnen.

$$\Delta T = T_0 - T = D e^{-\frac{L}{N} t}. \qquad (13)$$

16. Die Abkühlung des Drahtes. Bei Einsetzen einer Luftströmung wird die Wärmeabgabe erhöht, die Drahttemperatur sinkt. Diese Erhöhung der Wärmeabgabe kann dadurch gekennzeichnet werden, daß zur Wärmeabgabe bei ruhender Luft noch ein Zusatzglied kommt, das von der Größe der Luftgeschwindigkeit und von dem Temperaturunterschied zwischen Draht und Luft abhängt.

$$Q = 4{,}2 \cdot R \cdot i^2 - [L (T - T_L) + H (T - T_L)]$$
$$= K - (L + H) T \qquad (14)$$

und wieder ist die Temperaturänderung:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{Q}{N} \qquad \frac{dT}{K - (L+H) T} = \frac{dt}{N}. \qquad (15)$$

Die endgültige Formel lautet:

$$\Delta T = D \left(1 - e^{-\frac{L+H}{N} \cdot t}\right). \qquad (16)$$

Der Exponent ist bei dem Abkühlungsprozeß um das Zusatzglied H erhöht und so erfolgt, wie erwartet, die Abkühlung schneller als die Wiedererwärmung.

17. Einfluß der Wärmeträgheit bei schnellen Geschwindigkeitsänderungen. Folgt das Einsetzen und Abbrechen der Luftströmung immer schneller aufeinander, so wird schließlich der Fall eintreten, daß sich in den einzelnen Zeitabschnitten die Gleichgewichtslagen nicht einstellen können. Die Wärmeträgheit des Drahtes ist dann zu groß, um den schnellen Schwankungen folgen zu können. Wird dieser Punkt nun schon für Schallfrequenzen erreicht? Diese Frage ist bereits experimentell gelöst. Paris und Tucker und vor allem v. Hippel fanden eine deutliche Abhängigkeit der Temperatur- und damit der Widerstandsschwankungen des Hitzdrahtes — des sogenannten Mikrophoneffektes — von der Frequenz der auftreffenden Luftschwingungen. Je höher die Frequenz des Tones war, desto kleiner ergab sich der Mikrophoneffekt.

Um den Temperaturverlauf des Drahtes bei großer Wärmeträgheit zu überblicken, wollen wir zunächst annehmen, daß periodisch eine sonst konstante Luftströmung plötzlich einsetzt und plötzlich wieder unterbrochen wird. Zeichnerisch haben wir also folgenden Verlauf zu erwarten:

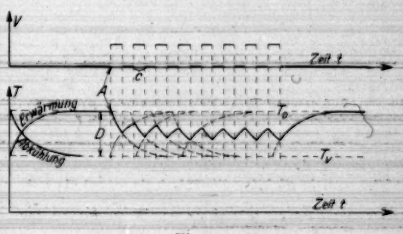


Fig. 3.

(In dem Beispiel wird angenommen, daß Abkühlung und Erwärmung gleich schnell erfolgen. Siehe Fig. 3.)

In ruhender Luft hat der Draht die Temperatur T_0. Im Zeitpunkte A setzt plötzlich eine Luftströmung von der Geschwindigkeit v ein. Hält die Strömung an, so würde sich der Draht nach einer e-Funktion bis zu einem Werte T_v abkühlen. Nach der Zeit einer Periode c wird aber die Strömung unterbrochen, es tritt eine Erwärmung, und zwar wieder nach einer e-Funktion ein, die auch wieder nach einer Zeit c beendet wird. Im Gleichgewichtszustand muß die Wiedererwärmung in jeder Periode genau gleich der Abkühlung sein. Es ergibt sich ein oszillierendes Schwanken um eine Mittellage und da in der obenstehenden Zeichnung gleich schnelle Abkühlung und Erwärmung angenommen worden ist, liegt diese genau in der Mitte zwischen T_0 und T_v. Da zu jedem Temperaturwert ein ganz bestimmter Widerstand des Drahtes gehört, so entspricht die Widerstandsschwankung völlig dem Temperaturverlauf.

Würden wir die Widerstände in einer gewöhnlichen Brückenschaltung zunächst mit einem sehr trägen Nullinstrument messen, so hätte der Draht in ruhender Luft den Widerstand R_0, in einer anhaltenden Luftströmung v den Widerstand R_v und entsprechend der obigen Zeichnung gäbe ein zerhackter Gleichstrom eine — infolge der großen Trägheit des Nullinstruments scheinbar konstante — Widerstandsänderung gegen den Ruhewert R_0 von $G = \frac{1}{2}(R_0 - R_v)$. Gleichen wir die Brücke aus und ersetzen das träge Meß-

instrument durch ein Instrument, das schnellen Schwingungen zu folgen vermag, so kann damit die Amplitude der Zickzackkurve, das ist die Größe des Mikrophoneffektes, ermittelt werden. Wir haben also zwei meßbare Größen: 1. Mit einem trägen Nullinstrument die konstante Widerstandsänderung G und 2. mit einem schwingungsfähigen Instrument wie einem Saitengalvanometer oder einem Vibrationsgalvanometer die Amplitude A der Zickzackkurve.

18. Einfluß des Exponenten in der e-Funktion. In der obigen Darstellung hatten wir Abkühlung und Wiedererwärmung gleich schnell angenommen. Aus der früheren Betrachtung ging jedoch hervor, daß die Abkühlung stets schneller als die Wiedererwärmung erfolgte. Für die Geschwindigkeit des Temperaturverlaufes in den beiden Prozessen waren die Exponenten der e-Funktionen maßgebend:

$$\left.\begin{array}{ll} \text{Erwärmung} & T = D e^{-bt} \\ & b = \dfrac{L}{N} \\ \text{Abkühlung} & T = D(1 - e^{-at}) \\ & a = \dfrac{L + H}{N}. \end{array}\right\} \quad (17)$$

Bei Einsetzen einer Luftströmung kommt zu der Wärmeabgabe L bei ruhender Luft noch ein Zusatzglied H hinzu, das mit zunehmender Geschwindigkeit der Luftströmung wächst. Bei sehr kleinen Luftströmungen wird die Abkühlung kaum schneller als die Wiedererwärmung erfolgen und so entspricht dies dem oben gezeichneten Verlauf. Bei zunehmender Luftgeschwindigkeit wird die Abkühlung infolge des Zusatzgliedes H immer schneller erfolgen, der Exponent der Erwärmung jedoch bleibt unverändert. Dadurch sinkt die Zickzackkurve der obigen Darstellung immer tiefer herunter, um bei extrem hohen Luftgeschwindigkeiten nur sehr wenig über dem Wert T_v zu liegen. In der Brücke messen wir dann mit einem trägen Nullinstrument nahezu die gleiche Widerstandsänderung wie bei anhaltender Luftströmung.

19. Mathematische Formulierung des Vorganges. Diese rein anschauliche Darstellung kann auch rechnerisch erfaßt werden. Für eine Luftschwingung muß im Gleichgewicht die Abkühlung in einer Periode genau gleich der darauf folgenden Wiedererwärmung sein. In jeder Periode schwankt also die Drahttemperatur zwischen den Werten ΔT_1 und ΔT_2. (Siehe Fig. 4.)

Würde die Abkühlung durch den Luftstrom nicht unterbrochen, so würde nach einer Zeit t_1 vom Punkte A aus gemessen der Abkühlungswert $\overset{A}{\Delta T_1}$ erreicht sein. Um die Zeit einer Periode c später ist der Draht auf den Wert $\overset{A}{\Delta T_2}$ abgekühlt. Nach Gleichung (16) gilt:

$$\overset{A}{\Delta T_1} = D(1 - e^{-at_1}) \quad \overset{A}{\Delta T_2} = D[1 - e^{-a(t_1 + c)}]. \quad (18)$$

Dauert die Luftströmung genügend lange an, so kühlt sich der Draht bis auf T_v ab ($T_0 - T_v = D$). Unterbricht man jetzt zur Zeit B die

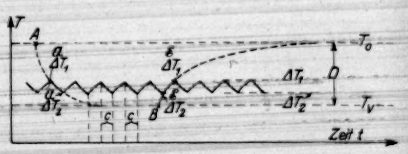


Fig. 4.

Strömung, so erwärmt sich der Draht wieder. Nach einer gewissen Zeit t_2 hat er den Wert $\overset{E}{\Delta T_2}$ und nach der Zeit einer Periode c den Wert $\overset{E}{\Delta T_1}$ erreicht. Entsprechend Gleichung (13) [Wiedererwärmung] gilt:

$$\overset{E}{\Delta T_2} = D e^{-bt_2} \quad \overset{E}{\Delta T_1} = D e^{-b(t_2 + c)}. \quad (19)$$

Im Gleichgewichtszustand muß sein:

$$\overset{A}{\Delta T_1} = \overset{E}{\Delta T_1} \text{ und } \overset{A}{\Delta T_2} = \overset{E}{\Delta T_2}. \quad (20)$$

Führt man folgende Größen ein:

$$e^{ac} = x \text{ und } e^{bc} = k,$$

so gilt:

$$D(1 - e^{-at_1}) = D \cdot e^{-bt_2} \frac{1}{k} \text{ und}$$

$$D\left(1 - e^{-at_1} \frac{1}{x}\right) = D e^{-bt_2}. \quad (21)$$

Nach einigen Umformungen ergibt sich:

$$\overset{A}{\Delta T_1} = D \frac{1 - x}{1 - kx} \text{ und } \overset{A}{\Delta T_2} = Dk \frac{1 - x}{1 - kx}. \quad (22)$$

Die Amplitude der Zickzackkurve $A = \dfrac{\overset{A}{\Delta T_2} - \overset{A}{\Delta T_1}}{2}$

$$A = \frac{D}{2} \frac{1 - x}{1 - xk} (k - 1). \quad (23)$$

Die konstante Widerstandsänderung, gemessen mit einem trägen Nullinstrument, ist

$$G = \overset{A}{\Delta T_1} + \frac{\overset{A}{\Delta T_2} - \overset{A}{\Delta T_1}}{2}$$

$$G = \frac{D}{2} \frac{1 - x}{1 - kx} (k + 1). \quad (24)$$

Dabei ist D gleich der Widerstandsänderung, die der Draht erfährt, wenn der Luftstrom nicht unterbrochen, sondern konstant anhalten würde.

20. $x = e^{\alpha c} = e^{\frac{L+H}{N}c}$ ist keine Konstante denn das Zusatzglied H ist abhängig von der Stärke des zerhackten Luftstroms. Wir hatten früher schon gefunden, daß x für sehr geringe Luftströme fast gleich k sein muß, um mit zunehmender Luftgeschwindigkeit zu wachsen. Für sehr kleine Luftströme ist daher:

$$\frac{1-x}{1-kx} \simeq \frac{1-k}{1-k^2} = \frac{1}{1+k}. \qquad (25)$$

Für sehr große Luftströme kann x höchstens gleich ∞ werden, und damit:

$$\frac{1-x}{1-kx} = \frac{1}{k}. \qquad (26)$$

Kleine Luftströme: $G = \frac{D}{2}$. (26a)

Starke Luftströme: $G = \frac{D}{2}\frac{1+k}{k}$.

21. $k = e^{\frac{L}{N}c} = e^{\frac{2\pi \cdot r \cdot l \cdot \beta}{\pi r^2 \cdot l \cdot \delta \cdot \varrho}c} = e^{\frac{2 \cdot \beta}{r \cdot \delta \cdot \varrho}\cdot c}$. Bei gegebenen Draht- und Luftverhältnissen und für gleichbleibende Frequenz der Unterbrechung des Luftstroms ist k eine Konstante, denn:
β = Wärmeleitvermögen der Luft, r = Radius des Drahtes, δ = Dichte des Drahtes, ϱ = spez. Wärme des Drahtes und c = Zeit einer Periode. Um die Bedeutung des Faktors k zu erkennen, mögen folgende Werte eingesetzt werden:

$$\beta = 6 \cdot 10^{-5} \frac{\text{g} - \text{cal}}{\text{grad} \cdot \text{cm} \cdot \text{sec}}$$

$$r = 6 \cdot 10^{-4}\,\text{cm}, \qquad \delta = 2 \cdot 10\,\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$$

$$\varrho = 3 \cdot 10^{-2} \frac{\text{g} - \text{cal}}{\text{grad} \cdot \text{g}}, \qquad c = (\text{für } n = 100)\ \frac{1}{200}$$

$$k = 1{,}002.$$

Der Faktor $\frac{1+k}{k}$ in Gleichung (26a) ist nahezu gleich 2, so daß wir erhalten:

Kleine Luftströme: $G = \frac{D}{2}$.

Starke Luftströme: $G = D$.

Aus Gleichung (23) und (24) folgt:

$$A = G\frac{1-k}{1+k} = \frac{0{,}002}{2{,}002}G = 0{,}001\,G$$

$$A = \frac{G}{1000}.$$

Die Amplitude der oszillierenden Widerstandsschwankung ist also 1000mal kleiner als die in einer Brücke mit einem trägen Meßinstrumente gemessene, konstante Widerstandsänderung G.

22. Die Eichkurven des Hitzdrahtes. Setzt man den Hitzdraht einem konstanten Luftstrom aus, so ergibt sich eine konstante Widerstandsänderung, die im Gegensatz zu G mit D bezeichnet worden ist. Verändert man die Größe der Luftströmung und mißt jedesmal die zugehörige Widerstandsänderung D, so ergibt sich die Luftströmungs-Eichkurve des Hitzdrahts, die etwa folgenden Verlauf hat (ausgezogene Linie der Fig. 5).

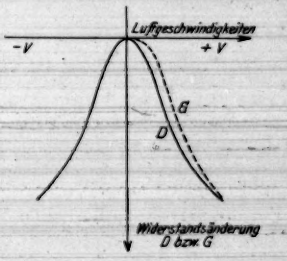


Fig. 5.

Verwendet man jetzt zerhackte Luftströmung, so müßte sich der Theorie entsprechend bei großen Geschwindigkeiten dieselbe Widerstandsänderung D ergeben, wie bei konstanter Strömung von gleicher Stärke: $G = D$.
Bei abnehmender Geschwindigkeit dagegen gilt allmählich die Beziehung: $G = \frac{D}{2}$.
Somit ergibt sich für den zerhackten Luftstrom die gestrichelte Linie als Eichkurve.

23. Die Abhängigkeit von der Frequenz zeigt sich deutlich in dem folgenden Zahlenbeispiel: (Siehe die oben angeführten Werte in der Gleichung für k)

$$k = e^{3{,}9 \cdot 10^{-1} \cdot c}.$$

Für $n = 50$ oder $c = 0{,}01$ sec wird $k = 1{,}004$.
Für $n = 10000$ wird $k = 1{,}00001$.

Da k angenähert gleich 1 ist, wird die konstante Widerstandsänderung G (siehe Gl. 24) nur wenig von der Frequenz abhängig sein. Bei gleichbleibender Größe des zerhackten Luftstroms ist G praktisch unabhängig von der Frequenz. (Dieses gilt um so besser, je höher die Frequenz ist.)

$$G = \text{Konstant}.$$

Für die Amplitude der Zickzackkurve galt:

$$A = G\frac{1-k}{1+k}.$$

Für $n = 50$ ist $A = \frac{G}{500}$.

Für $n = 10000$ ist $A = \frac{G}{500000}$.

Eichung des Hitzdrahtmikrophons.

24. Paris und Tucker[1]) fanden, daß die konstante Widerstandsänderung proportional dem Quadrat der vorhandenen maximalen Schwingungsamplitude ist. Der Beweis besteht darin, daß sie eine Schallquelle im Freien aufstellen und nun an einem windstillen Abend mit ihrem Hitzdrahtempfänger die quadratische Abnahme der Schallintensität mit zunehmender Entfernung finden.

Dieser Beweis erscheint wegen der möglichen Fehlerquellen nicht befriedigend. Es wurde daher nach einer anderen Bestätigung gesucht. Prinzipiell sind zwei Meßmethoden möglich. Entweder man bestimmt mit einem bereits erprobten Schallmeßinstrument die Schallintensität und eicht damit das Hitzdrahtmikrophon oder aber man verändert meßbar die vom Schallsender ausgestrahlte Energie und vergleicht die zugehörige Veränderung am Hitzdraht. Beide Möglichkeiten sind zu relativen Messungen ausgenutzt worden.

25. Eichung mit dem Wienschen Vibrationsmanometer. Zunächst sind die Angaben des Hitzdrahts verglichen mit denen eines Wien-

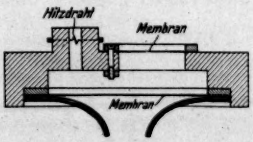


Fig. 6.

schen Vibrationsmanometers. Ein sehr flacher, zylindrischer Tonraum, oben und seitlich von dicken Bleiwänden abgeschlossen, hat als Boden die Membran eines Lautsprechertelephons. In dem dicken Bleideckel befinden sich einerseits ein Kanal, in dem der Hitzdraht befestigt ist, und andererseits eine größere genau kreisrunde Öffnung, die durch eine fest eingespannte Membran abgeschlossen werden kann. Werden durch Erregung des Lautsprechertelephons periodische Druckschwankungen im Innern des Tonraums erzeugt, so führt die Membran in dem Deckel erzwungene Schwingungen aus.

Um die Größe der Membranschwingungen zu messen, wird zentrisch ein kleiner Glasfaden mit etwas Siegellack befestigt. Die Spitze des Glasfadens ist zu einem Glaskügelchen zusammengeschmolzen, das mit einem Mikroskop beobachtet wird. Entwirft man mit einer Kondensorlinse das Bild einer entfernt stehenden Beleuchtungslampe gerade auf dem kleinen Glaskügelchen, so sieht man im Mikroskop innerhalb der Glaskugel mehrere helle Punkte. Durch Schwingungen der Membran werden diese Lichtpunkte zu hellen Streifen auseinandergezogen, die Länge dieser Striche wird an einer Okularskala abgelesen und somit die Größe der Schwingungsamplitude bestimmt. Als Membran erwies sich am geeignetsten eine Glimmermembran von 0,063 mm Dicke, wobei die Fläche der frei schwingenden Membran 41,5 mm im Durchmesser betrug.

Die Länge des im Mikroskop abgelesenen Lichtstreifens L gibt die Größe der Membranschwingung, und bei einem Vibrationsmanometer besteht Proportionalität zwischen der Membranschwingung L und der im Inneren des Tonraums herrschenden Druckamplitude P_{max}. Des weiteren kann angenommen werden, daß auch die maximale Schwingungsamplitude V_{max} im Hitzdrahtkanal proportional P_{max} ist, so daß folgt:

$$V_{max} = K \cdot L. \qquad (27)$$

K = Proportionalitätsfaktor.

Die Maximalamplitude der den Hitzdraht abkühlenden Luftschwingung ist proportional der im Mikroskop abgelesenen Länge des Lichtstreifens.

Bei den Messungen zeigte sich eine eigenartige mechanische Hysteresis der Glimmermembran. Bei allmählichem Verstärken der Schallintensität war der Verlauf ein anderer wie bei abnehmender Schwingungsamplitude. Dieser Unterschied wurde aber bei Meßreihen, die zeitlich direkt aufeinander folgten, immer kleiner, bis schließlich die Abweichung innerhalb der Beobachtungsfehler lag.

Der Hitzdraht war ein 0,006 mm dicker Platindraht, der aus einem Wollastondraht durch Abätzen in Salpetersäure gewonnen war. Um eine möglichst große Länge des Hitzdrahtes zu erhalten, war der Faden in M-Form gespannt. Der Hitzdrahtkanal hatte einen Durchmesser von 9 mm und eine Länge von 46 mm.

Bei den Messungen der Widerstandsänderung des Hitzdrahts kam es darauf an, sehr kleine Widerstandsänderungen von 0,001 Ω zu messen. Es wurde die Brückenschaltung gewählt, wobei als Vergleichswiderstand zwei Stöpselkästen dienten, von denen der eine parallel zu 20 Ω lag. Der erstere lieferte die Grobausgleichung, der zweite die Feineinstellung der Brücke, wobei aus den Angaben des zweiten Rheostaten Rh sein Widerstand aus der Formel $W = \frac{20\,Rh}{20 + Rh}$ berechnet wird.

Das Lautsprechertelephon wurde mit einem Röhrengenerator in der üblichen Spannungsteilerschaltung erregt, wobei eine ausgezeichnete

1) Paris und Tucker a. a. O.

Konstanz der Frequenz und der Intensität erreicht wurde. Wenn nicht ausdrücklich anders betont, betrug die Meßfrequenz stets 384 Hertz, die mit einer Stimmgabel durch Schwebungen sehr genau eingestellt werden konnte. Parallel zum Lautsprecher lag ein veränderlicher Widerstand R_T, durch den die Stromstärke im Telephon und damit die ausgesandte Schallintensität zu regeln war. Nach Verändern des Widerstands R_T, mußte stets die Frequenz mit der Stimmgabel neu eingestellt werden. Die Schallintensität wurde stufenweise verändert und jedesmal im Mikroskop die Membranamplitude L abgelesen und dann die zugehörige Widerstandsänderung ΔW gemessen.

Trägt man als Abszisse die Schallamplitude auf, wofür ja die Beziehung gilt: Schallamplitude = Konst. · L (L = Amplitude des Vibrationsmanometers) und als Ordinate die Widerstandsänderung des Hitzdrahts, so ergibt sich eine Kurve, die als Luftschwingungs-Eichkurve bezeichnet werden soll. Im Gegensatz hierzu steht die Luftströmungs-Eichkurve, die erhalten wird, wenn der Draht konstanten Luftströmen ausgesetzt und dann die Widerstandsänderung gemessen wird.

26. Eichung durch meßbare Änderung der ausgesandten Schallenergie. Bei Aufnahme der Luftschwingungs-Eichkurve kann auch so vorgegangen werden, daß die Schallerregung durch das Lautsprechertelephon in einem durch Amplitudenmessung bestimmten Maße geändert und die jeweils zugehörigen Widerstandswerte ermittelt werden. Ohne aufgesetzten Tonraum wurde für bestimmte Telephonwiderstände R_T, die parallel zum Telephon lagen, die Amplitude der Telephonmembran mit Glasfaden und Mikroskop gemessen, dann mit dem Tonraum die zugehörige Widerstandsänderung ΔW ermittelt und zur Kontrolle folgte hinterher nochmals die Messung der Telephonamplitude. Da die Frequenz konstant blieb, sind störende Resonanzerscheinungen des Tonraums nicht zu befürchten. Den Messungen liegt die berechtigte Annahme zugrunde, daß die Amplitude des ausgesandten Schalls proportional der gemessenen Telephonamplitude ist.

Die Telephonamplitude L wird als Differenz zweier Ablesungen gefunden, nämlich der oberen und unteren Grenze des Lichtstreifens, und zwar ist zur Kontrolle bei zunehmender und dann bei abnehmender Telephonamplitude gemessen worden. Die folgende Tabelle enthält die Messungen.

R_T gibt die Größe des parallel zum Telephon geschalteten Widerstandes an; L_1 und L_2 sind die Grenzen des Lichtstreifens.

Tabelle I.

R_T in Ω	L_1	L_2	$L = L_1 - L_2$
2	23,0	19,5	3,5
	23,0	19,4	3,6
4	24,1	18,1	6,0
10	26,1	15,9	10,2
	26,1	15,9	10,2
20	28,0	13,7	14,3
50	30,0	10,9	19,1
	30,0	10,9	19,1
120	31,9	9,1	21,8
400	31,2	7,9	23,3
	31,2	7,9	23,3
1000	31,7	7,6	24,1
∞	31,8	7,2	24,6

Die zugehörigen Widerstandsänderungen finden sich in der folgenden Tabelle. Dabei ist: Rh = Widerstand im Vergleichsrheostaten,

Tabelle II.

R_T	Heizstrom I = 5 mA			I = 10 mA		
	Rh	W	ΔW	Rh	W	ΔW
2	539,3	19,297		561,5	19,349	
	549,2	285	0,012	594,0	312	0,037
4	522,3	304		497,6	352	
	554,5	262	042	597,3	228	124
10	455,7	309		334,2	355	
	559,3	158	151	599,7	18,872	483
20	385,5	316		230,4	357	
	564,5	014	302	601,5	18,403	954
50	314,3	321		157,5	357	
	569,0	18,804	517	602,3	17,746	1,611
120	278,8	327		129,5	359	
	574,0	18,662	665	604	17,324	2,035
400	259,8	334		115,6	362	
	580	19,570	764	607	17,050	2,312
1000	257,0	348		112,3	370	
	593,5	18,556	792	615	16,977	2,393
∞	255,8	362		109,8	379	
	607	18,550	812	624	16,918	2,461

R_T	I = 15 mA			I = 20 mA		
	Rh	W	ΔW	Rh	W	ΔW
2	543,5	19,360		616,7	19,475	
	605,3	290	0,070	740	372	0,103
4	425,4	358		413,5	469	
	603,2	102	256	732	078	391
10	225,2	357		175,1	453	
	601,5	18,369	988	710	17,950	1,503
20	135,1	362		93,3	19,43	
	607	17,420	1,942	683	16,47	2,96
50	83,6	363		52,4	42	
	608	16,14	3,22	673	14,42	4,94
120	65,7	365		39,0	40	
	610	15,33	4,04	650	13,22	6,18
400	57,4	36		33,0	38	
	609	14,83	4,53	620	12,45	6,93
1000	55,4	37		31,5	36	
	610	14,70	4,67	600	12,23	7,13
∞	54,0	37		30,6	34	
	611	14,59	4,78	585	12,10	7,24

der parallel zu 20 Ω lag.

$$W = \text{berechnete Widerstand} = \frac{20\,Rh}{20 + Rh}.$$

ΔW = Widerstandsänderung in Ω.

27. Eichung für konstante Luftströme. Um die Luftströmungs-Eichkurve zu erhalten, kam es darauf an, konstante Luftströme von bekannten Geschwindigkeiten zu erzeugen. Die benutzte Anordnung weicht von der bei Paris und Tucker beschriebenen ab und möge daher im folgenden kurz skizziert werden.

Aus einem Gefäß G_1 konnte Wasser in ein Meßgefäß G_2 fließen. Die Geschwindigkeit des ausfließenden Wassers wurde durch einen Quetschhahn reguliert. In das Gefäß G_1 konnte die Luft nur durch den Kanal H, in dem sich der Hitzdraht befand, nachströmen. Die Geschwindigkeit des ausströmenden Wassers hängt ab von der Höhendifferenz zwischen der Wasseroberfläche im Gefäß G_1 und der Ausflußöffnung. Um möglichst große Konstanz der Strömung zu erhalten, wurde für G_1 ein großer Glasballon von 20 l Inhalt gewählt. Dadurch war selbst bei der größten benutzten Ausflußgeschwindigkeit das Sinken der Wasseroberfläche während einer Ablesung zu vernachlässigen, die Strömungsgeschwindigkeit also konstant.

Floß in der Zeit z die Wassermenge Q aus, so mußte auch in der Zeit z durch den Kanal H hindurch eine Luftmenge Q nachströmen. Aus der Größe des Durchmessers ($2r$) des Kanals ergab sich deshalb die Luftgeschwindigkeit zu:

$$v = \frac{Q}{\pi r^2 \cdot z}. \qquad (28)$$

Zeichnet man jetzt die Eichkurven für Luftströmungen und Luftschwingungen bei gleichen Heizstromstärken des Hitzdrahtes, so sollte sich der Theorie entsprechend die im Abschnitt 21 angeführte Beziehung ergeben. Wird der Hitzdraht von Luftschwingungen von der Form $V_{max} \sin \omega t$ getroffen, so gilt bei Schwingungen großer Amplitude (V_{max} groß) : $G = D$, wobei G die Widerstandsänderung durch eine konstante Luftströmung von der Stärke V_{max} ist. Bei kleinen Amplituden wird angenommen, daß Abkühlung und Wiedererwärmung gleich schnell erfolgen, und es gilt dann: $G = \frac{D}{2}$.

Bei der Ableitung dieser letzteren Beziehung ist nicht berücksichtigt, daß durch den heißen Hitzdraht in der Luft ein Konvektionsstrom entsteht. Aus der Luftströmungs-Eichkurve kann dieser Einfluß ermittelt werden.

Das folgende Kurvenblatt enthält:

1. Die Luftschwingungs-Eichkurven für die Heizstromstärken 5, 10, 15 und (als Kurve B) für 20 mA.

2. Die Luftströmungs-Eichkurve für 20 mA. Von den ebenfalls für 5, 10, 15 und 20 mA Heizstrom ermittelten Kurven ist der besseren Übersicht wegen nur der Verlauf der Eichkurve für 20 mA wiedergegeben. (Kurve A.)

3. Die Kurve C gibt die konstruierte Luftschwingungs-Eichkurve eines Hitzdrahtes, bei dem Abkühlung und Wiedererwärmung gleich schnell erfolgen.

Wie man sieht, wächst die Empfindlichkeit stark mit zunehmender Heizstromstärke. Des

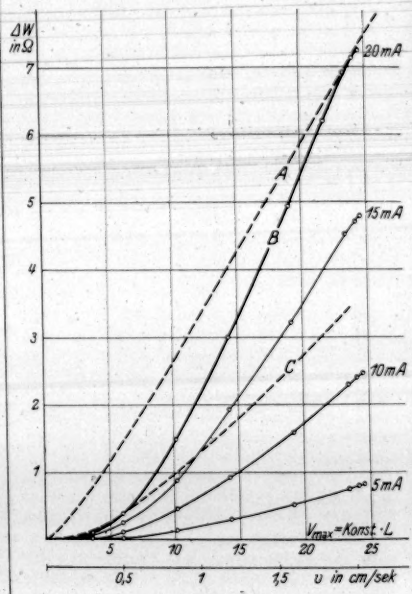


Fig. 7.

weiteren zeigt sich, daß für kleine Schallstärken die Luftschwingungs-Eichkurve B sich mit der konstruierten Kurve C deckt, dann nach oben abbiegt, um schließlich für größere Schallstärken in die Luftströmungs-Eichkurve überzugehen. Richards[1]) gibt in seiner Arbeit eine vollständige Deckung beider Eichkurven (Kurve A und B) an. Vielleicht ist dies darauf zurückzuführen, daß Richards im wesentlichen nur größere Luftströme und Luftschwingungen (bis zu 25 cm/sec) zur Ermittlung der Eichkurven benutzt, so daß ihm die Abweichung für kleine Schallstärken entging.

1) Richards a. a. O.

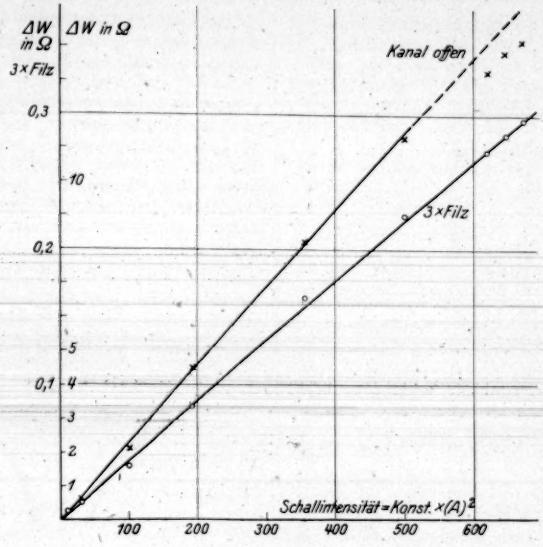


Fig. 8.

In dem oberen Kurvenblatt ist als Abszisse die Schallamplitude (= Konstanz · L) aufgezeichnet. Trägt man dagegen als Abszisse das Quadrat der Amplitude also die Schallintensität und als Ordinate wieder die Widerstandsänderung ΔW auf, so erhält man eine gerade Linie, ein Ergebnis, das auch schon von Paris und Tucker gefunden worden ist. Bei großen Schallintensitäten ergeben sich jedoch recht beträchtliche Abweichungen.

Ein anderer Hitzdraht, der später zu den Absorptionsmessungen benutzt wurde, ergab folgende Eichwerte: (Fig. 8)

Um den Hitzdraht besonders für kleine Schallintensitäten zu eichen, wurde bei gleicher

Tabelle III.

Messung der Telephonamplitude und Eichung des Hitzdrahts, wobei der Heizstrom I = 15,09 mA beträgt.

R_T	L_1	L_2	L	Rh	W	ΔW
2	25,2	22,0	3,2	925	19,58	
				657	41	0,17
4	26,3	20,9	5,4	957	59	
				402	05	0,53
10	29,0	19,0	10,0	992	61	
				139,2	17,49	2,12
20	31,2	17,3	13,9	1025	62	
	30,3	16,4	13,9	61,37	15,09	4,53
50	34,2	15,4	18,8	1050	63	
	33,5	14,6	18,9	26,37	11,37	8,26
120	36,3	14,1	22,2	1080	64	
	35,8	13,3	22,5	14,58	8,35	11,29
400	38,0	13,3	24,7	1115	65	
	37,1	12,4	24,7	9,36	6,38	13,27
1000	38,2	12,9	25,3	1145	66	
	37,7	12,2	25,5	8,19	5,81	13,85
∞	38,5	12,8	25,7	1185	67	
	38,0	12,0	26,0	7,52	5,47	14,20

Tabelle IV.

Eichung des Hitzdrahtes, wobei sich stets dreifach Filz in dem Hitzdrahtkanal befand.

R_T	Rh	W	ΔW
2	796	19,510	
	787	504	0,006
4	810	518	
	790	506	012
10	827	528	
	760	488	040
20	840	535	
	708	451	084
50	856	544	
	625	380	164
120	877	554	
	575	328	226
400	898	565	
	545	292	273
1000	920	575	
	543	290	285
∞	949	588	
	544	291	297

Telephonerregung der Druckausgleich durch den Kanal durch drei Lagen Filz geschwächt.

Bei den folgenden Messungen der Schalldurchlässigkeit wurden große Schallstärken vermieden — die Widerstandsänderung betrug höchstens 6 Ω —, so daß für die vom Hitzdraht gemessene Schallintensität gilt:

Die Schallintensität ist proportional der Widerstandsänderung ΔW.

Die Messung der Schalldurchlässigkeit.

28. Meßanordnung (Fortsetzung von Absatz 9). Es wurde ein flacher, zylindrischer Tonraum benutzt, bei dem durch dicke Bleiwände ein möglichst guter Schallabschluß erreicht war. Die Membran eines Lautsprechers bildete wieder den Boden, so daß im Innern periodische Druckschwankungen hervorgerufen werden konnten. In dem dicken Bleideckel befanden sich diesmal zwei Hitzdrahtkanäle. Der weite Kanal ($\varnothing$ = 20 mm) konnte an der Stelle F durch die zu untersuchende Schicht verschlossen und dann mit dem Hitzdraht die durchgelassene Schallintensität gemessen werden.

Das Verschließen des Kanals beeinflußte trotz gleichbleibender Telephonerregung die Intensität im Innern des Tonraums. Mit Hilfe des Hitzdrahts in dem engeren Kanal ($\varnothing$ = 9 mm) wurde durch Verändern des Telephonstroms stets auf gleiche Intensität im Innern eingestellt.

Verschließt man den weiten Kanal mit einer dicken Metallplatte, so müßte diese praktisch als schalldichter Abschluß wirken. Es zeigte sich jedoch, daß die auf Umwegen zum Hitzdraht gelangende Schallenergie eine meßbare Widerstandsänderung ergab. Für die Untersuchung mit dieser Anordnung kommen daher nur stark schalldurchlässige Stoffe wie Filz und Leinen in Betracht. Bei diesen Substanzen kann angenommen werden, daß der Schall zur Hauptsache durch die Poren als sogenannter Leckdurchgang übertragen wird. Als Abhängigkeit von der Dicke ist daher die in Absatz 8 angeführte Beziehung zu erwarten:

$$E_d = E_e \cdot e^{-\alpha d}. \qquad (29)$$

Eine große Schwierigkeit ergab das Einbringen und Befestigen der zu untersuchenden Schichten. Ein festes Einklemmen würde die Stoffe stark in ihrem mechanischen Aufbau verändern, so daß bei erneutem Wiedereinsetzen derselben Schichten stets andere Durchlässigkeiten sich ergeben. Ein loses Aufeinanderlegen hätte wiederum leicht fehlerhafte und unsichere Verhältnisse zur Folge. Eine günstige Lösung ergab die nebenstehende Anordnung (Fig. 9).

Das Gehäuse K des weiteren Kanals und der Messingring R lassen sich herausnehmen, der äußere Dichtungsring D bleibt befestigt. Entsprechend dem Durchmesser dieses Ringes D werden die zu untersuchenden Schichten kreisrund geschnitten. Sind die Schichten, genau in den Ring D passend, auf die obere Messingplatte M gelegt, so werden sie durch den Messingring R mit Hilfe des schweren Bleigehäuses K am Rande fest eingeklemmt. Der innere Durchmesser des Einspannringes R ist wesentlich größer

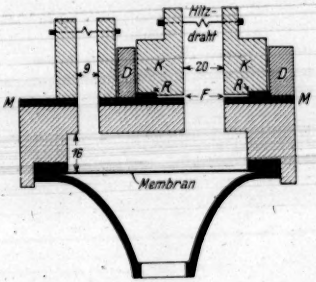


Fig. 9.

als der Hitzdrahtkanal, so daß der mittlere Teil der Schichten, der die Schalldurchlässigkeit bedingt, nur wenig durch die feste Einspannung beeinflußt wird.

Zur Messung der Widerstandsänderung konnten beide Hitzdrähte auswechselbar in eine empfindliche Brückenanordnung mit einem Spiegelgalvanometer als Nullinstrument geschaltet werden. Die Widerstandsmessung wurde äußerst störend durch Temperaturschwankungen der Luft und des Gehäuses beeinflußt. Es erwies sich als notwendig, vor der Messung den Heizstrom des Hitzdrahts einige Stunden lang einzuschalten und zur Erhaltung der Temperaturkonstanz des Meßraums die Ablesungen in einem Nebenzimmer vorzunehmen. Nach jedem Herausnehmen und Wiedereinsetzen des Kanalgehäuses K zur Befestigung der zu untersuchenden Schichten bedurfte es längerer Zeit, bis sich die Temperatur wieder ausgeglichen hatte.

Bei dem Auswechseln der beiden Hitzdrähte in der Brücke wurde dafür gesorgt, daß auch der nicht eingeschaltete Hitzdraht von einer anderen Stromquelle den zugehörigen Heizstrom erhielt, so daß durch das Umschalten der Hitzdrähte keine zeitliche Unterbrechung der Versuche entstand.

Bei dem zweiten Hitzdraht — zur Einstellung der Schallintensität — genügte die Einstellung auf gleichen Galvanometerausschlag als Kon-

trolle der gleichen Widerstandsänderung also der gleichen Schallstärke.

Der Widerstand des Hitzdrahts in dem weiteren Kanal, mit dem die Durchlässigkeit gemessen wurde, schwankte zwischen den Werten 349,9 Ω bei offenem Kanal und erregtem Telephon und 355,3 Ω bei ausgeschaltetem Telephon. Dieser letztere Wert — der sogenannte Ruhewert — änderte sich im Laufe einer Meßreihe infolge der Temperaturänderung der Luft um etwa 0,1 Ω. Es wurde daher nach Einbringen absorbierender Schichten jedesmal erneut der Ruhewert des Hitzdrahtwiderstandes bestimmt.

29. Die Messungen der Schalldurchlässigkeiten. Als die Durchlässigkeit von Papier (Papier aus Foliobögen, Dicke 0,05 mm) gemessen werden sollte, machten sich starke Resonanzen der Papiermembran bemerkbar. Dies zeigte sich daran, daß die Durchlässigkeit mit zunehmender Schichtdicke nicht gesetzmäßig abnahm, sondern ganz unregelmäßig sich änderte. Zur Vermeidung derartiger Eigenresonanzen des Papiers hätte der Schallkanal noch wesentlich verkleinert werden müssen.

30. Messung mit Filz. Mit braunem Filz (Dicke 3,2 mm) wurden zwei Meßreihen bei verschiedenen Schallstärken im Innern des Tonraums ausgeführt. In den folgenden Tabellen sind die Messungen für Filz zusammengestellt. Unter Rh und $W\left(W=\frac{20\,Rh}{20+Rh}\right)$ sind für jede Messung der Ruhewert und der vom durchgehenden Schall beeinflußte Widerstand des Hitzdrahts angegeben. ΔW ist die Differenz beider Werte und z gibt die Zahl der Schichten an.

Tabelle V.

Messung bei kleiner Schallstärke.

z	Rh	W	ΔW
8	783	19,502	
	765	491	0,011
7	897	516	
	780	500	016
6	868	550	
	823	526	024
5	749	481	
	691	438	043
4	753	484	
	605,7	361	123
3	815	521	
	551	299	222
2	846	538	
	384,5	011	527
1	915	573	
	206,2	18,232	1,341
0	922	58	
	68,23	15,47	4,11

Tabelle VI.

Messung bei großer Schallstärke.

z	Rh	W	ΔW
8	829	19,529	
	808	517	0,012
7	787	504	
	757	486	018
6	778	499	
	731	469	030
5	848	530	
	547	480	059
4	855	543	
	633	388	155
3	860	546	
	467	180	366
2	866	549	
	294,3	18,727	822
1	878	557	
	140,3	17,505	2,05
0	882	56	
	50,29	14,31	5,25

Aus den Überlegungen im Abschnitt 28 hatte sich ergeben, daß für Filz die Durchlässigkeit und die Schichtdicke zusammenhängen nach der Beziehung:

$$E_d = E_e \cdot e^{-\alpha d}. \qquad (30)$$

Setzt man die Schichtdicke proportional der Anzahl z gleichdicker Schichten, so ergibt sich

$$E_d = E_e \cdot e^{\bar{\alpha} z} \text{ oder: } \bar{\alpha} z + \ln E_d = \text{Konst.} \qquad (31)$$

wobei $\alpha = \frac{\bar{\alpha}}{\text{Dicke einer Schicht}}$ ist.

Aus der Eichkurve des Hitzdrahtes hatte sich ergeben, daß $E = \text{konst.} \times \Delta W$ ist, so daß sich ergibt:

$$\bar{\alpha} z + \ln \Delta W = \text{Konst. oder } \bar{\alpha} = \ln (\Delta W)_1 - \ln (\Delta W)_2. \qquad (32)$$

Die folgenden Tabellen enthalten die zusammengehörigen Werte.

Tabelle VII.

Kleine Schallstärken.

z	$\log (\Delta W)$	$\bar{\alpha} \times \log e$
1	2,31	0,40
2	1,91	0,35
3	1,56	0,37
4	1,19	0,42
5	0,77	0,31
6	0,46	

Tabelle VIII.

Große Schallstärken.

z	$\log (\Delta W)$	$\bar{\alpha} \times \log e$
1	2,13	0,41
2	1,72	0,36
3	1,36	0,27
4	1,09	0,46
5	0,63	

Der Mittelwert von $\bar{\alpha}$ ergibt sich zu: $\bar{\alpha} = 0{,}86 \pm 0{,}04$ (der Fehler ist also 5,2 Proz.). Da die Dicke der Filzschicht 3,2 mm beträgt, ist

$\alpha = \frac{0{,}86}{3{,}2}$. Das Absorptionsgesetz für den Filz lautet demnach: (Die Dicke d ist in mm anzugeben)

$$E_d = E_e \cdot e^{-0{,}27\,d}.$$

Eine Lage des Filzes läßt also 42,5 Proz. des eindringenden Schalls durch.

31. Messung mit Leinen. Sehr geeignet zur Untersuchung erwies sich Leinen in dünnen Schichten, da hier bis zu 16 Schichten aufeinander gelegt werden konnten, bevor die durchdringende Schallenergie so klein wurde, daß sie von der fehlerhaft zum Hitzdraht gelangenden Energie (siehe Absatz 28) meßbar beeinflußt wurde. Folgende Tabelle enthält die Werte:

Tabelle IX.

Absorption von Leinen.

z	Rh	W	W	z	Rh	W	W
0	968	19,60		9	1060	19,63	
	48,25	14,15	5,45		236,9	18,41	1,22
1	960	59		10	1041	62	
	59,05	14,94	4,65		259,9	18,57	1,05
2	985	60		11	1034	620	
	77,09	15,88	3,72		308,0	18,781	0,839
3	998	61		12	1029	618	
	87,82	16,29	3,32		358,8	18,944	674
4	1024	62		13	1006	610	
	116,1	17,06	2,56		390,1	024	586
5	1039	62		14	1017	614	
	126,5	17,27	2,35		433,0	118	496
6	1057	63		15	982	601	
	153,4	17,69	1,94		463	172	429
7	1043	62		16	992	605	
	181,9	18,02	1,60		501,5	233	372
8	1056	63					
	201,5	18,19	1,44				

Als Dämpfungsfaktor $\bar{\alpha}$ erhält man diesmal $\bar{\alpha} = 0{,}17 \pm 0{,}01$ und da die Schichtdicke gleich 0,37 mm ist, wird $\alpha = 0{,}46$.

$$E_d = E_e\, e^{-0{,}46 \cdot d}.$$

Bei gleicher Schichtdicke absorbiert also Leinen mehr als Filz. Die Resultate für Filz und Leinen sind zum Schluß in Fig. 10 graphisch dargestellt.

Ausnutzung des Mikrophoneffektes zu Schallmeßzwecken.

32. Bei der Besprechung der Theorie des Hitzdrahtmikrophons war gezeigt worden, daß sich bei Auftreffen von Schallwellen der konstanten Widerstandsänderung eine oszillierende Schwankung des Widerstandes — der sogenannte Mikrophoneffekt — überlagert. Für die Amplitude dieser Widerstandsoszillation galt:

$$A = \text{konst.} \cdot G, \qquad (33)$$

wobei G die konstante Widerstandsänderung bedeutete.

Der Mikrophoneffekt soll also nach der Theorie das gleiche Gesetz befolgen wie die konstante Widerstandsänderung und für diese letztere hatte sich ergeben, daß sie für nicht allzu große Schallstärken proportional der auftreffenden Schallintensität ist. Der entwickelten Theorie entsprechend ergibt sich:

$$A = k_1 \cdot G = k_2 \cdot E, \qquad (34)$$

wobei E die Intensität der den Hitzdraht abkühlenden Schallwelle ist.

33. Messung des Mikrophoneffektes. Zur Messung des Mikrophoneffektes mußten die elektrischen Stromschwankungen, die durch die oszillierenden Widerstandsänderungen entstanden, durch einen Zweifachverstärker verstärkt werden. Die Amplitude dieses verstärkten Wechselstromes wurde mit einem auf Resonanz abgestimmten Vibrationsgalvanometer (nach Schering) gemessen. Es mußte dabei sorgfältig vermieden werden, daß der Röhrengeneratorkreis des Telephonsenders induktiv auf den Verstärker wirken konnte.

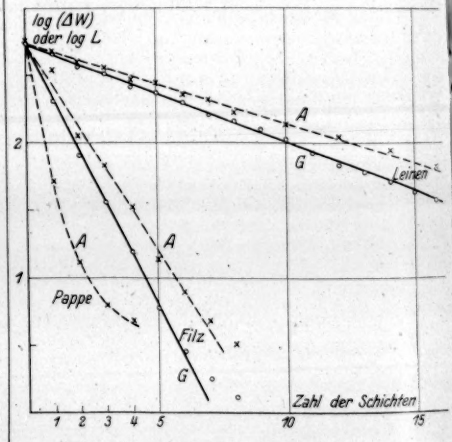


Fig. 10.

Die Primärspule des Zweifachverstärkers bildete mit dem Hitzdrahte und der Spannungsquelle einen geschlossenen Stromkreis. Durch einen Umschalter konnte auswechselbar der eine Hitzdraht, der zur Kontrolle der Schallintensität diente, oder der andere Hitzdraht, mit dem die Messung der durchgelassenen Schallenergie ausgeführt wurde, eingeschaltet werden. In Reihe mit dem ersten Hitzdraht befand sich ein konstanter Widerstand von 1000 Ω, so daß der Heiz-

strom dieses Hitzdrahts wesentlich kleiner war als bei dem anderen, der stets auf gleiche Meßempfindlichkeit geschaltet blieb.

In dem Anodenkreis der letzten Röhre des Verstärkers lag eine Spule eines Transformators vom Übersetzungsverhältnis 1 : 1, dessen zweite Spule der Wechselstromspule des Vibrationsgalvanometers den zu messenden Wechselstrom übertrug. Dadurch wurde die Meßspule des Galvanometers nicht vom Anodenstrom durchflossen, was besonders bei der Veränderung der Meßempfindlichkeit große Vorteile bot. Mit einem Fernrohr wurde nach Reflexion an dem kleinen Galvanometerspiegelchen der Lichtfaden einer Einfadenlampe beobachtet. Befindet sich der Hitzdraht in ruhender Luft, so wird in dieser Ruhelage des Hitzdrahts der beobachtete Lichtfaden auf Null der Okularskala im Fernrohr eingestellt. Schallwellen erzeugen durch den Hitzdraht Wechselströme in der Primärspule des Verstärkers. Diese durchfließen verstärkt die Wechselstromspule des Vibrationsgalvanometers, so daß das Spiegelchen gleichfrequente Schwingungen ausführt. Mit der Okularskala wird einseitig die Verbreiterung des Lichtstreifens abgelesen.

Als Zweifachverstärker wurde ein alter Telefunken-Transformatorverstärker benutzt mit den Röhren Type E. V. E. 173 (Heizstrom 0,5 Amp.). Wie die Messungen zeigten, war die Konstanz des Verstärkungsgrades, soweit für diese Messungen notwendig, durchaus gewährleistet. Durch den Strom der Gleichstromspule des Vibrationsgalvanometers wurde die Resonanzlage auf etwa 150 Hertz eingestellt und mit Hilfe dieses abgestimmten Meßgerätes wurde für jede Messung der Telephonsendekreis auf diese Resonanzfrequenz abgestimmt.

Bei der Messung variierte sehr stark die zu messende Schallstärke und es mußte deshalb eine Empfindlichkeitsregulierung angebracht werden. Parallel zur Meßspule des Vibrationsgalvanometers konnte ein Widerstand von 20 Ω geschaltet werden, so daß der Strom, der durch die Meßspule fließt, ein ganz bestimmter Bruchteil des gesamten Meßstromes ist. Das Übersetzungsverhältnis ergab sich zu 6,4.

34. Vergleich der beiden Meßmethoden. Ein großer Vorteil dieser Anordnung gegenüber der Messung der konstanten Widerstandsänderung besteht darin, daß sie unbeeinflußt von den Temperaturschwankungen der Luft und des Hitzdrahtgehäuses ist. Sofort nach Einschalten des Heizstromes ist der Hitzdraht meßbereit.

Bei der Messung der konstanten Widerstandsänderung war eine Meßreihe aufgenommen worden, bei der die gleichen Filzschichten mehrmals herausgenommen und wieder eingesetzt würden, wobei jedesmal die Schalldurchlässigkeit bestimmt wurde. Es ergab sich dabei ein Fehler der Einzelmessung von 5,7 Proz. Wiederholte man diesen Versuch mit der neuen Meßanordnung, so betrug der Fehler nur 1,2 Proz. Der verhältnismäßig große Fehler von 5,7 Proz. war also darauf zurückzuführen, daß durch das erneute Befestigen der Filzschichten die Temperatur des Gehäuses, das dabei herausgenommen und wieder eingesetzt werden mußte, sich änderte und dadurch die Messungen beeinflußte. In dem diesmal gefundenen Fehler von 1,2 Proz. stecken Ablesefehler und das Schwanken der Schalldurchlässigkeit bei erneutem Wiedereinsetzen.

35. Messungen der Schalldurchlässigkeiten. Absorptionsmessungen mit Filz.

R_W = Widerstand parallel zur Meßspule des Vibrationsgalvanometers,

L = (halbe) Verbreiterung des Lichtfadens in Okularskalenteilen,

L ist proportional der Amplitude der Wechselströme, $L \sim A$

$\bar{L}$ = umgerechnete Werte für L bei $R_W = 20\ \Omega$ ($\bar{L} = L \cdot 6{,}4$).

Tabelle X.

z	L	R_W	$\bar{L} = k \cdot A$
0	57.5	20	575
1	35.0		350
2	11.6		116
3	44.5	∞	69.5
4	21.2		33.2
5	8.9		13.9
6	5,1		7.99
7	3.1		4.85
8	2.1		3.29

Absorption durch Leinen. Dabei ist R_W stets gleich 20 Ω, so daß $L = \bar{L}$ ist.

Absorption durch Pappe. Dicke 0,5 mm.

Tabelle XI.

z	$\bar{L} = kA$
0	59.4
1	46.3
2	37.2
3	35,1
4	28.8
5	26.9
6	23.2
7	21.4
8	15,9
10	13.4
12	10,8
14	8.8
16	6,4

Tabelle XII.

z	L	R_W	$\bar{L} = kA$
0	58.3	20	58.3
1	33.0	∞	5,16
2	8.2		1,28
3	4.0		0,625
4	3.1		0,485

Es wurden jetzt die Absorptionsmeßreihen zeichnerisch dargestellt, und zwar sind in dem folgenden Kurvenblatt (Fig. 10) enthalten:

1. Die Kurven G als Absorptionsmessungen durch Bestimmung der konstanten Widerstandsänderung bei Filz (Tabelle VII) und bei Leinen (Tabelle IX).

2. Die Kurven A als Meßreihen bei der Bestimmung der Amplitude der oszillierenden Widerstandsschwankung bei Filz (Tabelle X), bei Leinen (Tabelle XI) und bei Pappe (Tabelle XII).

Ist die durchgelassene Schallintensität groß, wie es stets bei dem Versuch mit Leinen der Fall ist, so ergibt sich sehr gut die geforderte gerade Linie. Bei geringer Schallstärke wird wahrscheinlich die fehlerhafte Beeinflussung des auf Umwegen zum Hitzdraht gelangenden Schalls das Umbiegen und Annähern an einen konstanten Wert verursachen.

Nach der früher entwickelten Theorie des Hitzdrahts müßten beide Meßmethoden (Messung der konstanten Widerstandsänderung und Messung der Amplitude der oszillierenden Widerstandsschwankung) den gleichen Zusammenhang zwischen der Schichtdicke und der durchgelassenen Schallintensität geben. Für die vorhandene, unbeträchtliche Abweichung kann vorläufig eine befriedigende Erklärung nicht gegeben werden. Will man also den Mikrophoneffekt zum Messen ausnutzen, so muß erst die entsprechende Eichkurve des Hitzdrahts aufgenommen werden.

Zusammenfassung.

Schallwellen erzeugen in einem Hitzdrahtmikrophon eine konstante Widerstandsänderung und ein oszillierendes Schwanken des Widerstandes. Beide Größen sind zur Messung der auftreffenden Schallstärke ausnutzbar. Es wird eine Theorie aufgestellt, die den Zusammenhang zwischen der auftreffenden Schallintensität und den eben angeführten Größen gibt.

Die Messung der konstanten Widerstandsänderung ist nur bei beträchtlichen Schallstärken möglich. Sehr störend ist dabei die Abhängigkeit von der Temperatur der Umgebung.

Die Messung sehr kleiner Schallstärken, die z. B. beim Untersuchen von Schallfeldern ausgeführt werden muß, kann durch Ausnutzung des Mikrophoneffektes mittels Verstärkeranordnung erfolgen. Vorteilhaft ist die Unabhängigkeit von der Temperatur der Umgebung. Mit dieser Meßanordnung sind aber alle Schwierigkeiten verknüpft, die eine große Verstärkung mit sich bringt.

Zum Schluß werden nach beiden Hitzdrahtmeßmethoden Schallabsorptionsmessungen ausgeführt. Bei porösen Stoffen wie Filz und Leinen, bei denen der Schall wohl zur Hauptsache durch die Luftkanäle übertragen wird, kann das e-funktionsmäßige Abklingen der durchgelassenen Schallintensität mit zunehmender Schichtdicke gemessen werden.

Die vorliegende Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Technischen Hochschule in Hannover ausgeführt.

Es sei mir gestattet Herrn Prof. Dr. Precht, dem ich die Anregung zu dieser Arbeit verdanke, für das rege Interesse, das er jederzeit an meiner Arbeit nahm, und für seine Unterstützung meinen Dank auszudrücken.

(Eingegangen 14. November 1928.)

Über die Brownsche Rotationsbewegung.

Von Mohinimohan Ghosh.

Der dynamische Beweis der auf statistischem Wege abgeleiteten Einsteinschen[1]) Formel für die lineare Brownsche Bewegung ist schon von Langevin[2]) und Einstein u. Hopf[3]) gegeben. In letzterer Zeit haben K. C. Kar und M. Ghosh[4]) die Karsche Theorie[5]) der Bewegung der Teilchen unter wiederholten Impulsen angewandt, um die Einsteinsche Formel für die lineare Brownsche Bewegung abzuleiten. In dieser kurzen Arbeit soll die Einsteinsche Formel für die Rotationsbewegung auf gleichem Wege abgeleitet werden.

Die Differential-Gleichung für die Rotationsbewegung eines Brownschen Teilchens ist:

$$mk^2\ddot{\Phi} + 8\pi\xi a^3\dot{\Phi} = 0 \qquad (1)$$

oder

$$\ddot{\Phi} + \frac{8\pi\xi a^3}{mk^2}\dot{\Phi} = 0, \qquad (2)$$

wo Φ den Rotationswinkel, ξ den Reibungskoeffizient, a den Radius des Teilchens und mk^2 das Trägheitsmoment bedeuten. Setzen wir $2b = \frac{8\pi\xi a^3}{mk^2}$, so haben wir

$$\ddot{\Phi} + 2b\dot{\Phi} = 0 \qquad (3)$$

1) A. Einstein, Ann. d. Phys. **19**, 371, 1906.
2) P. Langevin, Comptes Rendus **146**, 530, 1908.
3) A. Einstein u. H. Hopf, Ann. d. Phys. **33**, 1105, 1910.
4) K. C. Kar u. M. Ghosh, Physik. Zeitschr. **29**, 143. 1928.
5) K. C. Kar, Physik. Zeitschr. **24**, 63, 1923.

in Übereinstimmung mit der Gl. (3) der zitierten Arbeit[1]). Wenn aber auf das Teilchen eine Rotationskraft wirkt, um die Winkelgeschwindigkeit ω_t hervorzurufen, so haben wir wie in der früheren Arbeit

$$\Phi_t = \frac{\omega_t}{2b}\left(1 - e^{-2b(t-t')}\right). \tag{4}$$

Und daher durch Differentiation

$$\Phi = \omega_t e^{-2b(t-t')}. \tag{5}$$

Wenn infolge der Zusammenstöße mit den umgebenden Molekülen ein periodischer Rotationsimpuls auf ein Brownsches Teilchen wirkt, jedesmal im Zeitmoment $t' = 0, \tau, 2\tau, \ldots n\tau$, so werden

$$\Phi_{n\tau} = \frac{1}{2b}\left[\omega_n\left(1 - e^{-2bn\tau}\right) + \omega_{n-1}\left(1 - e^{-2b(n-1)\tau}\right) + \cdots + \omega_1\left(1 - e^{-2b\tau}\right)\right] \tag{6}$$

und

$$\Phi_{n\tau} = \omega_n e^{-2bn\tau} + \omega_{n-1} e^{-2b(n-1)\tau} + \cdots + \omega_1 e^{-2b\tau} + \omega_0. \tag{7}$$

Nimmt man $\omega_n \omega_{n-1} = \omega_n \omega_{n-2} = \cdots = 0$ und $\overline{\omega_n^2} = \overline{\omega_{n-1}^2} = \cdots = \overline{\omega_0^2}$, so wird durch Quadrierung von (6) und (7) (Vgl. Gl. (11) und (12) l. c.).

$$\overline{\Phi_{n\tau}^2} = \frac{\overline{\omega_n^2}}{4b}\left[n - 2\,\frac{1 - e^{-2b(n+1)\tau}}{1 - e^{-2b\tau}} + \frac{1 - e^{-4b(n+1)\tau}}{1 - e^{-4b\tau}} + 1\right] \tag{8}$$

1) Kar u. Ghosh, l. c.

und

$$\overline{\Phi_{n\tau}^2} = \omega_n^2\,\frac{1 - e^{-4b(n+1)\tau}}{1 - e^{-4b\tau}}. \tag{9}$$

Nun haben wir für jeden Freiheitsgrad

$$\frac{1}{2} m k^2 \overline{\Phi_{n\tau}^2} = \frac{RT}{2N}. \tag{10}$$

Kombiniert man Gl. (8) (9) und (10), um $\overline{\omega_n^2}$ zu eliminieren, so hat man

$$\overline{\Phi_{n\tau}^2} = \frac{RT}{N}\cdot\frac{1}{4mk^2b}\left[(n+1)\,\frac{1 - e^{-4b\tau}}{1 - e^{-4b(n+1)\tau}} + 2\,\frac{1 + e^{-2b\tau}}{1 + e^{-2b(n+1)\tau}} + 1\right]. \tag{11}$$

Wenn n unendlich groß wird, ist

$$\overline{\Phi_{n\tau}^2} = \frac{RT}{N}\cdot\frac{1}{4mk^2b^2}(n+2)\,4b\tau = \frac{RT}{N}\cdot\frac{n\tau}{mk^2b}. \tag{12}$$

Setzen wir $2b = \dfrac{8\pi\xi a^3}{mk^2}$ und $n\tau = t$, so erhalten wir die Einsteinsche Formel

$$\overline{\Phi_{n\tau}^2} = \frac{RT}{N}\cdot\frac{t}{4\pi\xi a^3}. \tag{13}$$

Am Schluß danke ich Herrn Prof. K. C. Kar für sein Interesse und seine Anregung.

Calcutta, Physikalisches Laboratorium, Presidency College, Juli 1928.

(Eingegangen 9. August 1928.)

VORTRÄGE VON DER TAGUNG DES GAUVEREINS SACHSEN–THÜRINGEN–SCHLESIEN DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT IN LEIPZIG AM 19. UND 20. JANUAR 1929.

H. Possner u. M. Wien (Jena), Die Leitfähigkeitsänderung wässeriger Salzlösungen in Gegenwart neutraler Moleküle (Rohrzucker).

Im folgenden soll über den Einfluß des Zusatzes von Rohrzucker auf die Leitfähigkeit wässeriger Lösungen verschiedener Elektrolyte berichtet und dann die Ergebnisse mit der Debye-Onsagerschen Theorie verglichen werden. Es wurden möglichst konzentrierte Zuckerlösungen (66,3 Proz.) hergestellt und Salze mit Ionen verschiedener Wertigkeit darin gelöst, um die Äquivalentleitfähigkeit für verschiedene Konzentrationen der Salze zu messen. Da die Zähigkeit der Zuckerlösungen bei dieser hohen Konzentration sich sehr schnell mit dem Wassergehalt ändert, so ist die Streuung bei den Ergebnissen ziemlich groß, und die Zahlen sind entsprechend ungenau, immerhin sind sie sicher genug, um den Gang der Erscheinungen hervortreten zu lassen.

Fig. 1 zeigt die Ergebnisse. Als Ordinate ist die Äquivalentleitfähigkeit λ, als Abszisse die Wurzel aus der Äquivalentkonzentration ($\sqrt{m}$) aufgezeichnet. Das Wurzelgesetz gilt, ebenso wie bei den wässerigen Lösungen, bei Ionen von niedriger Wertigkeit in weiten Grenzen, bei Ionen

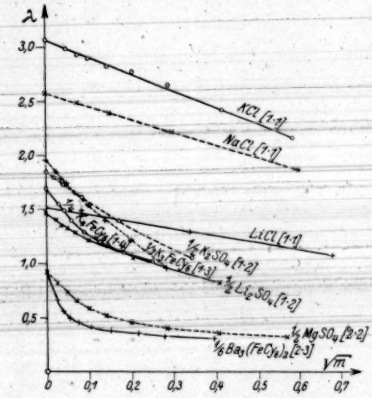


Fig. 1

hoher Wertigkeit biegen die Kurven von der Geraden nach oben ab.

Durch Verlängerung der Kurven bis zur Ordinate erhält man die Leitfähigkeit für die unendliche Verdünnung (λ_∞). Die Tabelle I gibt die Zahlen. In der ersten Reihe sind die Salze, in der zweiten die Wertigkeiten der Ionen, in der dritten $\lambda_x(W)$ für wässerige Lösungen, in der vierten $\lambda_x(Z)$ für Zuckerlösungen, in der fünften das Verhältnis beider in Prozenten angegeben. Die Äquivalentleitfähigkeit ist bei den Zuckerlösungen stark herabgesetzt und beträgt nur 2,4 bis 0,60 Proz. derjenigen in wässeriger Lösung. Die Fluidität der Zuckerlösung ist in noch höherem Maße verändert und betrug nur 0,4 Proz. derjenigen des Wassers. Demnach geht die Leitfähigkeit nicht ganz in dem Maße zurück wie die Fluidität. Das Sinken der Leitfähigkeit durch den Zuckerzusatz steigt bei den einzelnen Lösungen mit der Wertigkeit der Ionen an. Bei NaCl sinkt die Leitfähigkeit auf 2,4 Proz. der Leitfähigkeit in Wasser, bei Bariumferricyanid auf 0,6 Proz.

Weiter wurde die Änderung der Leitfähigkeit mit der Konzentration (Konzentrationseffekt $\Delta\lambda_c$) in Zuckerlösungen untersucht und mit der Zahl verglichen, welche die Debye-Onsagersche Theorie gibt ($\Delta\lambda_t$). Die Fig. 2 zeigt die Ergebnisse. Als Ordinate ist λ/λ_∞ als Abszisse $\sqrt{m}$ aufgetragen. Alle Kurven sind bei niedrigeren Konzentrationen geradlinig, so daß ein Vergleich mit der Theorie möglich ist. Tabelle II gibt die

Tabelle I.

Salz	$Z_1 Z_2$	$\lambda_x(W)$	$\lambda_x(Z)$	$\lambda_x(Z)/\lambda_x(W)$
K Cl	1·1	129,8	3,1	2,4 Proz.
Na Cl	1·1	108,6	2,6	2,4 ,,
Li Cl	1·1	98,5	1,5	1,6 ,,
K_2SO_4	1·2	132,0	1,9	1,5 ,,
Li_2SO_4	1·2	100,7	1,5	1,5 ,,
$K_3(Fe\,Cy_6)$	1·3	159,7	2,0	1,3 ,,
$K_4(Fe\,Cy_6)$	1·4	159,7	1,7	1,1 ,,
$Mg\,SO_4$	2·2	112,9	0,94	0,83 ,,
$Ba_3(Fe\,Cy_6)_2$	2·3	150,2	0,90	0,60 ,,

Tabelle II.

Salz	$Z_1 Z_2$	$\Delta\lambda_c/\sqrt{m}$	$\Delta\lambda_t/\sqrt{m}$
K Cl	1·1	0,52	0,6 Proz.
Na Cl	1·1	0,46	0,5 ,,
Li Cl	1·1	0,42	0,7 ,,
K_2SO_4	1·2	1,5	1,5 ,,
Li_2SO_4	1·2	2,0	1,7 ,,
$K_3(Fe\,Cy_6)$	1·3	2,3	2,4 ,,
$K_4(Fe\,Cy_6)$	1·4	2,8	3,3 ,,
$Mg\,SO_4$	2·2	4,6	3,9 ,,
$Ba_3(Fe\,Cy_6)_2$	2·3	10,1	6,4 ,,

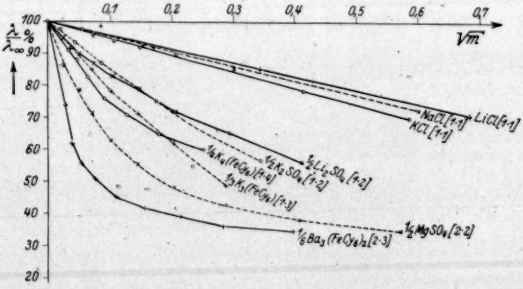


Fig. 2.

Werte von $\Delta \lambda_c / \sqrt{m}$ für die verschiedenen Salze in diesem geradlinigen Teil. Man sieht, daß der Konzentrationseffekt mit dem Produkt der Wertigkeiten schnell anwächst. In der letzten Reihe sind die entsprechenden Zahlen nach der Theorie von Debye-Onsager berechnet, wobei die Zähigkeit zu 2,7, die Dielektrizitätskonstante = 45 gesetzt wurde. Die Übereinstimmung der Beobachtung mit der Theorie ist zum Teil überraschend gut, so bei Kaliumsulfat, Kaliumferricyanid. Bei anderen Lösungen sind die Differenzen größer, so z. B. bei LiCl und $Ba_3(FeCy_6)_2$.

Im einzelnen ist vielleicht von Interesse, daß bei den Lösungen mit hochwertigen Ionen nach dem ersten steil abfallenden Teil der Kurven knickartig eine Richtungsänderung erfolgt und die Kurve dann mit auffallend geringer Neigung weitergeht; danach ändert sich die Äquivalentleitfähigkeit bei stärkeren Konzentrationen nur noch sehr wenig mit der Konzentration. Assoziation tritt nirgends deutlich hervor.

Zur Prüfung der Debye-Falkenhagenschen Theorie dürften sich Elektrolyte in wässeriger Zuckerlösung besonders gut eignen, weil das Wurzelgesetz noch bis zu hohen Konzentrationen gilt und die Leitfähigkeit auch bei hohen Konzentrationen gering ist. Man kann daher den Spannungseffekt auch bei Ionen niedriger Wertigkeit messen und vielleicht läßt sich wegen der hohen Zähigkeit auch der Zeiteffekt verfolgen.

H. Falkenhagen (Leipzig), Zur Theorie der Gesamtkurve des Wien-Effektes.

In der modernen Theoretischen Physik spielt die Lehre von den Kraftwirkungen zwischen den Atomen und Molekülen eine wichtige Rolle. Dabei hat man im wesentlichen zwei Arten von Kräften zu unterscheiden, einmal die diskontinuierlichen quantenhaften Austauschkräfte zwischen den Elektronen der in Wechselwirkung tretenden Atome, wie sie nach Heitler und London[1]) für die homöopolare Valenzchemie, also die echte Molekülbildung neutraler Atome der neuen Quantenmechanik von Schrödinger und Heisenberg eigentümlich sind und zweitens die elektrischen Kräfte zwischen den elektrischen Ladungen der Partikel, die z. B. für die heteropolaren Verbindungen nach Kossel und Lewis[2]) als ausschlaggebend erkannt worden sind. Auch in der Theorie der elektrolytischen Lösungen sind beide Arten von Kräften vorhanden. In der Arrheniusschen Elektrolyttheorie spielten nur die ersteren Kräfte eine Rolle und lieferten eine richtige Erklärung für das Gleichgewicht zwischen dissoziierten und undissoziierten Molekeln im Falle der schwachen Elektrolyte. Die elektrischen Kräfte zufolge der Ladung der Ionen brauchten in dieser Vorstellung nicht berücksichtigt zu werden. Indessen gelang es der klassischen Theorie nicht, die Anomalien der stark dissoziierten Elektrolyte einem theoretischen Verständnis näher zu bringen. Hier sind infolge des sehr hohen Dissoziationsgrades, der nur wenig von eins abweicht, die elektrischen Kräfte zwischen den Ionen vorherrschend; sie spielen im Gebiete sehr verdünnter Lösungen nach der Idee von P. Debye[1]) die Hauptrolle. Später wurde dann diese Theorie im Verein mit seinen Schülern weiter ausgearbeitet und lieferte eine weitgehende Bestätigung der thermodynamischen Erscheinungen und der Elektrizitätsleitung durch die Erfahrung[2]). Ja überdies, die Theorie war sogar in der Lage, nicht beobachtete Phänomene wie etwa das der Abhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit von der Frequenz des elektrischen Wechselfeldes vorauszusagen[3]). Dieses beruht auf der Existenz der Ionenwolke, die als Folge der Coulombschen Kräfte jedes Ion umgibt und für welche einmal eine charakteristische Länge, ihre Dicke $\frac{1}{\varkappa}$ und sodann eine charakteristische Zeit, die Relaxationszeit Θ von Bedeutung geworden sind. Eine merkliche Dispersion tritt dann ein, wenn die Schwingungszeit des Feldes zur Leitfähigkeitsermittlung etwa von der Größenordnung Θ ist. Wir bemerken noch, daß $\frac{1}{\varkappa}$ von der Größenordnung $\frac{10^{-8}}{\sqrt{\gamma}}$ cm und Θ von der Größenordnung $\frac{10^{-10}}{\gamma}$ sec sin α. (γ = in Mol pro Liter Lösung) Konzentration.

1) W. Heitler und F. London, Zeitschr. f. Phys. **44**, 455, 1927.

2) W. Kossel, Ann. d. Phys. **49**, 229, 1916; G. N. Lewis, Journ. Amer. Chem. Soc. **38**, 762, 1916.

1) P. Debye, Handelingen van het XIXe Nederlandsch Natuur- en Geneeskundig Congress, April 1923, te Maastricht.

2) Siehe z. B. die zusammenfassenden Artikel von E. Hückel, Ergebn. d. exakten Naturwissenschaften **3**, 199 ff., 1924; W. Orthmann, **6**, 155 ff., 1927; E. Baars, Handb. d. Physik von Geiger-Scheel, **XIII**, 397—516, 1928, ferner die Diskussion über starke Elektrolyte: Trans. Faraday Soc., April 1927. S. 334—544; weiter die Referate über die Struktur elektrolytischer Lösungen während der 90. Vers. Deutsch. Naturforscher und Ärzte in Hamburg von M. Wien, G. Joos und E. Lange, Physik. Zeitschr. **29**, 751—770, 1928.

3) Vgl. z. B. das Referat von G. Joos, Physik. Zeitschr. **29**, 755—760, 1928. Inzwischen wurde die Theorie von H. Sack (vgl. Physik. Zeitschr. **29**, 627 bis 628, 1928) und später von H. Zahn (siehe Zeitschr. f. Phys. **51**, 350—354, 1928) experimentell bestätigt.

Bereits längere Zeit vor der Ausarbeitung der Dispersionserscheinung führte M. Wien[1]) Experimente über die Leitfähigkeit starker Elektrolyte bei sehr hohen Feldstärken (etwa von der Größenordnung 10^4 bis $5 \cdot 10^5 \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$) aus und fand eine Abweichung vom Ohmschen Gesetz, die dahin ging, daß der Elektrolyt mit wachsendem Feld immer besser leitete und schließlich bei ganz hohen Feldstärken so gut leitend wurde wie im Falle der unendlichen Verdünnung. Joos und Blumentritt[2]) konnten zuerst zeigen, daß die Arrheniussche Dissoziationstheorie außerstande war, eine Erklärung für diese Erscheinung zu geben. Wir wollen jetzt den engen Zusammenhang dieses Wien-Effektes mit dem Dispersionseffekt näher erläutern.

Ein gut ausgebildeter Wien-Effekt tritt auf, wenn ein Ion während der Relaxationszeit Θ im Feld E die Dicke seiner Ionenatmosphäre $\frac{1}{\varkappa}$ zurücklegt. Nehmen wir als Beispiel einen ein-einwertigen Elektrolyten; die Ladung des Ions sei $e = 4{,}77 \times 10^{-10} e \cdot s \cdot e$, seine Reibungsgröße sei ϱ. Dann gilt

$$\frac{eE}{\varrho}\Theta = \frac{1}{\varkappa}$$

oder da

$$\Theta = \frac{\varrho}{kT\varkappa^2} \quad \begin{pmatrix} k = \text{Boltzmannsche Konstante} \\ T = \text{absolute Temperatur} \end{pmatrix}$$

ist, muß

$$E = \frac{\varkappa kT}{e}$$

sein. Für $T = 300$ ergibt sich wegen

$$\frac{1}{\varkappa} = \frac{3{,}06}{\sqrt{\gamma}} \times 10^{-8}\,\text{cm} : E = 2{,}8 \times 10^6 \sqrt{\gamma}\,\frac{\text{Volt}}{\text{cm}}.$$

Für $\gamma = 0{,}0001$ ist somit $E \sim 3 \times 10^4 \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$.

Die Größenordnung der elektrischen Feldstärke, bei welcher der Wien-Effekt bemerkbar wird, wird somit richtig getroffen. Man versteht auch sofort, warum die Leitfähigkeit bei sehr hohen Feldstärken kaum mehr von dem Wert, welcher der unendlichen Verdünnung entspricht, abweicht. Im Bereich so starker Felder wird die Geschwindigkeit der Ionen von der Größenordnung 1 m/sec; ein Ion legt dann während der Relaxationszeit Θ ein Vielfaches der Dicke seiner Ionenwolke zurück. Die Folge davon wird sein, daß sich die Ionenatmosphäre gar nicht mehr ausbilden kann und demzufolge die bremsende Relaxationskraft und die elektrophoretische Kraft in Fortfall kommen, so daß die Leitfähigkeit bis zu ihrem Wert bei unendlicher Verdünnung ansteigt.

Für kleine Feldstärken haben Joos und Blumentritt[1]) theoretische Überlegungen angestellt, die in gutem Einklang mit den Experimenten von M. Wien stehen und die Abhängigkeit des Wien-Effektes von Wertigkeit, Konzentration und Dielektrizitätskonstante, wenigstens für verdünnte Lösungen, in ihren wesentlichen Zügen richtig wiedergeben. Es ist bisher nicht gelungen, den ganzen Verlauf der Wienschen Kurve für einfache Elektrolyte quantitativ so zu beherrschen wie das für die Frequenzabhängigkeit gelang. Es liegt dies an den unverhältnismäßig komplizierteren partiellen Differentialgleichungen, deren Bewältigung fast aussichtslos erscheint. Um so interessanter dürfte es sein, daß es unter gewissen vereinfachenden Annahmen gelungen ist, die Gesamtkurve des Wien-Effektes auch theoretisch zu deuten und qualitative Resultate zu erhalten[2]), worauf wir jetzt näher eingehen wollen. Für den Spezialfall eines Elektrolyten, in dem die Ionen die gleiche Beweglichkeit besitzen, und unter Nichtberücksichtigung der hydrodynamischen Komplikation, die sich für den Fall kleiner Geschwindigkeiten als Elektrophorese auswirkt, und der Onsager-Korrektion ist es möglich, eine strenge Lösung der Differentialgleichung für die Dichte aufzufinden, die allen Bedingungen gerecht wird, und vermöge einer exakt ausführbaren Quadratur die Relaxationskraft auf das Ion zu berechnen. Das Ergebnis der Rechnung ist das folgende: Für kleine Geschwindigkeiten ist die Relaxationskraft der Geschwindigkeit des Ions proportional; es gilt das Ohmsche Gesetz. Mit wachsender Feldstärke biegt die Kurve der Relaxationskraft um und nähert sich für ganz hohe Feldstärken einem Grenzwert, der von der Konzentration, Dielektrizitätskonstante, Temperatur und Wertigkeit abhängt. Die Leitfähigkeit wächst folglich bis zu dem Wert an, welcher der unendlichen Verdünnung entspricht. Sehen wir uns die Kurven an, welche den Quotient

$$\delta = \frac{\text{Leitfähigkeitsdefekt für das Feld } E}{\text{Leitfähigkeitsdefekt für das Feld } E = 0}$$

im Falle des KCl in Wasser von 18° C

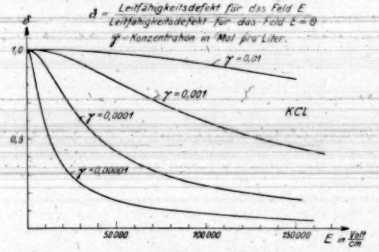
1) M. Wien, Ann. d. Phys. **83**, 327—361, 1927; **85**, 795—811, 1928; siehe auch Physik. Zeitschr. **29**, 751—755, 1928.

2) G. Joos und M. Blumentritt, Physik. Zeitschr. **28**, 836—838, 1927.

1) G. Joos und M. Blumentritt, Physik. Zeitschr. **28**, 836—838, 1927; M. Blumentritt, Ann. d. Phys. **85**, 812—830, 1928; 5. Folge, Bd. 1, 195—215, 1929, siehe auch das Referat von G. Joos l. c.

2) Die ausführliche Rechnung erscheint demnächst in dieser Zeitschrift.

als Funktion der Feldstärke darstellen (vgl. Figur), so erkennen wir, daß δ mit wachsendem Feld gegen Null strebt, während es bei abnehmender Feldstärke sich der Einheit nähert. Für größere Konzentrationen strebt die δ-Kurve schon bei relativ geringeren Feldstärken gegen Null als für kleine Konzentrationen, was damit im Zusammenhang steht, daß im ersteren Falle die Relaxationszeit der Ionenwolke größer ist als im letzteren Falle. Dies steht im Einklang mit den Experimenten von M. Wien. Ähnliches gilt auch für die Abhängigkeit des Effektes von der



Temperatur und den anderen Veränderlichen: Mit abnehmender Dielektrizitätskonstante, wachsender Temperatur oder wachsender Wertigkeit verlagert sich die δ-Kurve nach größeren Feldstärken; dies hängt wieder mit der Abnahme der Relaxationszeit zusammen. Es besteht somit eine innige Verwandtschaft des Wien-Effektes mit dem Dispersionseffekt. Man hat sich nur zur qualitativen Erfassung des Wien-Effektes in Abhängigkeit von der Konzentration, Dielektrizitätskonstante usw. in den Dispersionskurven[1]) statt der Kreisfrequenz die Feldstärke zu denken.

Ja überdies, die Debyesche Theorie ist sogar imstande, die Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Frequenz bei sehr hohen Feldern zu deuten. Die Integration läßt sich unter denselben vereinfachenden Annahmen wie im stationären Falle durchführen. Damit ist auch die Dispersion des Wien-Effektes einem theoretischen Verständnis nähergebracht.

1) Siehe z. B. P. Debye und H. Falkenhagen, Physik. Zeitschr. **29**, 401—426, 1928.

Leipzig, Physikalisches Institut der Universität, Februar 1929.

M. Herzberger (Jena), Über einen grundlegenden Satz der geometrischen Optik.

Eine geometrisch optische Abbildung ist nicht eine Abbildung des Punktraums, sondern eine Abbildung des (vierfach unendlichen) Geradenraums. Sei Objekt- und Bildgerade gegeben durch $\mathfrak{a} + \lambda\mathfrak{s}$ bzw. $\mathfrak{a}' + \lambda'\mathfrak{s}'$, wo $\mathfrak{a}$; $\mathfrak{a}'$ willkürliche Punkte auf der Geraden, $\mathfrak{s}$; $\mathfrak{s}'$ die Einheitsvektoren in ihrer Richtung darstellen, dann werden die optischen Abbildungen dadurch charakterisiert, daß für sie eine gewisse Differentialform, nämlich

$$\mathfrak{n}'\mathfrak{s}'\,d\mathfrak{a}' - \mathfrak{n}\mathfrak{s}\,d\mathfrak{a} = dE$$

ein totales Differential in allen ihren Variablen ist.

Auf diesem Gesetz kann eine geometrische Optik aufgebaut werden, die nicht mit Annäherungen an ein falsches Ideal (kollineare Abbildung) arbeitet und deren Ergebnisse mit dem Energiesatz in Übereinstimmung sind.

Es wurde gezeigt, wie man durch einfache Spezialisierung aus obiger Formel den Malusschen Satz, den Fermatschen Satz, die Cosinusbedingung in ihrer einfachsten Form, sowie die energetischen Strahlungssätze erhält.

An neuen Erkenntnissen wurden Sätze über Regelflächen, sowie eine Verallgemeinerung des Straubelschen Satzes aufgezeigt.

Die Größe E stellt den Lichtweg zwischen den Punkten $\mathfrak{a}$ und $\mathfrak{a}'$ dar.

Die kollineare Abbildung erfüllt obige Forderung nicht, ist also optisch nicht realisierbar.

O. Mittelstaedt (Leipzig), Über die Messung der Lichtgeschwindigkeit.

Unter den bisher gemessenen Zahlenwerten für die Größe der Lichtgeschwindigkeit bestehen nicht erklärbare Unterschiede. Außerdem sind die Angaben in den einzelnen Zusammenstel-

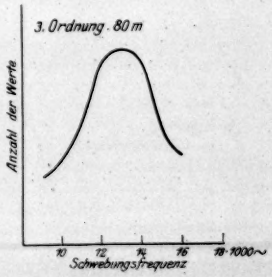


Fig. 1.

Tabelle I.

Jahr	Autor	Methode	Medium	Wert der Lichtgeschwindigkeit	Bemerkung
1849	Fizeau	Zahnrad	Luft	315.300	ohne Fehlerangabe
1862	Foucault	Rot. Spiegel	Luft	298.000 ± 500	
1872	Cornu a	Zahnrad	Luft	298.500 ± 300	vorläufig
1874	Cornu b	Zahnrad	Vakuum	**300.400** ± 300	endgültig
		Zahnrad	Vakuum	**299.990** ± 200	nachgerechnet u. diskutiert von Helmert
1878	Michelson a	Rot. Spiegel	Vakuum	300.140 ± 300	vorläufig
1879	Michelson b	Rot. Spiegel	Vakuum	**299.910** ± 50	endgültig
1880	Newcomb a	Rot. Spiegel	Luft	299.627	ohne Fehlerangabe, zweifelhaft
1881	Young u. Forbes	Zahnrad	Vacuum	301.382	durch eine Arbeit Cornus als offensichtlich falsch erwiesen
1881	Newcomb b	Rot. Spiegel	Luft	299.604	zweifelhaft
1881	Newcomb c	Rot. Spiegel	Vakuum	299.810	Mittel aus a), b), d)
1882	Newcomb d	Rot. Spiegel	Vakuum	**299.860** ± 30	als endgültig erklärt
1882	Michelson c	Rot. Spiegel	Vakuum	**299.853** ± 60	endgültig
1900	Perrotin a	Zahnrad	Vakuum	299.900 ± 80	Zwischenwerte aus vorläufigen Veröffentlichungen
1900	Perrotin b	Zahnrad	Vakuum	300.032 ± 215	
1901	Perrotin c	Zahnrad	Vakuum	299.880 ± 50	
1902	Perrotin d	Zahnrad	Vakuum	299.860 ± 80	
1902	Perrotin e	Zahnrad	Vakuum	**299.901** ± 84	endgültiger Wert
1924	Michelson d	Rot. Spiegel	Vakuum	**299.802** ± 30 km	vorläufiger Wert
1926	Michelson e	Rot. Spiegel	Vakuum	**299.796** ± 4 km	wird noch weiter geführt
1928	Karolus-Mittelstaedt	Kerr-Effekt	Vakuum	299.778 ± 20 km	vorläufig

lungen teilweise nicht richtig, worauf zuerst M. E. J. Gheury de Bray[1]) aufmerksam gemacht hat. Aus diesem Grunde erscheint es wünschenswert, im folgenden in engster Anlehnung an eine Tabelle, die Gheury de Bray zusammengestellt hat, einmal alle terrestrisch-optischen Werte der Lichtgeschwindigkeit zusammenzustellen. Die folgenden Werte sind von Gheury de Bray sorgfältig nachgeprüft worden und haben sich auch bei einer Nachprüfung von seiten des Verfassers als richtig herausgestellt.

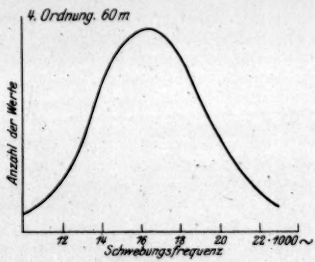


Fig. 2.

Betreffend der Literaturnachweise sei auf die oben erwähnte Veröffentlichung hingewiesen.

1) Gheury de Bray (M. E. J.) Nature **CXX**, 404, 594, 602, 1927.

Diese Resultate sind durchweg Mittelwerte einer größeren Anzahl von Messungen und meist sind einzelne Meßreihen noch mit besonderem Gewicht versehen worden. Aus diesem Grunde schwanken die Resultate ein und derselben Messung, wie dies z. B. am deutlichsten bei dem Wert für Cornus Messung in die Augen fällt. Es gibt einen Wert Cornus und einen Wert

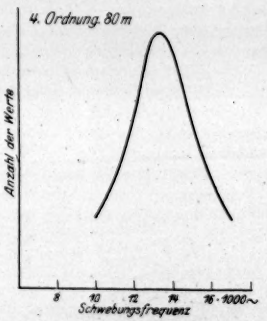


Fig. 3.

Helmerts, den Helmert später aus den Cornuschen Werten neu errechnete. Bei den Werten von Perrotin ist das endgültige Resultat der Messungen der Mittelwert aus über 1600 Messungen. Bei Michelsons letzter Messung ist

Tabelle II.

Lichtweg	Ordnung	Frequenzmittel	Anzahl der Messungen	c_{Vak}
I 250,053 m ± 10 mm	3	3596570 per/sec	108	299778 km/sec
II 250,044 m ± 10 mm	4	4795700 per/sec	295	299784 km/sec
III 332,813 m ± 12 mm	4	3603130 per/sec	130	299701 km/sec
IV 332,813 m ± 12 mm	5	4503436 per/sec	117	299761 km/sec
V 332,813 m ± 12 mm	8	7205614 per/sec	125	299760 km/sec

Gesamtergebnis 299778 km/sec ± 20 km/sec.

das Resultat der Mittelwert aus über 1500 Doppelbeobachtungen. Wenn man bedenkt, daß bei Perrotin die extremsten Abweichungen, die vorkommen, ± 25000 km betragen, so darf man die endgültige Angabe auf ± 84 km zum mindesten als gewagt ansehen. Die Veröffentlichung der letzten Michelsonschen Messung gibt nur die Mittelwerte aus je 18 Doppelbeobachtungen an. Innerhalb dieser Mittelwerte kommen größte Abweichungen nur bis zu ± 30 km vor. Über die Einzelbeobachtungen ist das Zahlenmaterial bisher nicht bekannt.

Um einen Überblick über das Zahlenmaterial der von Karolus und vom Verfasser[1]) durchgeführten Messungen zu geben, seien von den in der Tabelle II wiedergegebenen 5 Meßreihen die Fehlerverteilungskurven angeführt:

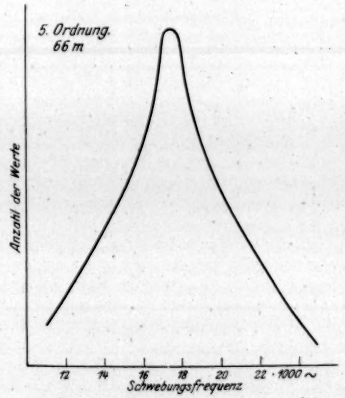


Fig. 4.

Den genauesten Wert ergibt die letzte Fehlerverteilungskurve (8. Ordnung 40 m), weil da die Messung mit der höchsten Ordnung vorgenommen worden ist. Eine Ausrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate ergibt für diese 125 Messungen folgende Resultate:

mittlerer Fehler der einzelnen Messung ± 100 km
mittlerer Fehler des Resultats ± 9 km
wahrscheinlicher Fehler des Resultats ± 6 km
vorkommende größte Abweichung ± 240 km.

Die größte Abweichung der Mittelwerte der verschiedenen Meßreihen beträgt in obiger Tabelle ± 28 km. Die Fehlerangabe des Gesamtresultats von ± 20 km war durch die ungenaue Entfernungsmessung bestimmt.

Gheury de Bray weist an Hand seiner Tabelle auf die merkwürdige Tatsache hin, daß die Größe der Lichtgeschwindigkeit, wenn man sie in Abhängigkeit von dem Zeitpunkt, an dem die Messung vorgenommen wurde betrachtet, scheinbar andauernd abnimmt. Er stellt dies sogar graphisch dar. So merkwürdig diese Tatsache auch ist, so kann man jedoch bei kritischer Ansicht des Zahlenmaterials über diese Frage keinerlei Entscheidung treffen, da die Mittelwerte zweifellos nicht eine derartige Genauigkeit beanspruchen dürfen, daß man eine Abnahme von 3 km pro Jahr für die Lichtgeschwindigkeit daraus ableiten dürfte, besonders da die elektrisch gemessenen Werte eine derartige Abnahme mit der Zeit nicht zeigen.

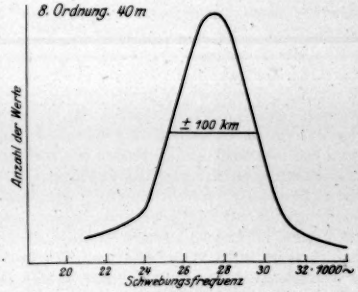


Fig. 5.

In der geplanten Fortführung der Messung der Lichtgeschwindigkeit von Karolus und dem Verfasser soll die Ordnung so hoch gewählt werden, daß der Fehler der einzelnen Messung bereits auf ± 10 km herabgedrückt wird, wodurch dann eine endgültige Klarstellung der Frage der Größe der Lichtgeschwindigkeit möglich ist.

(Eingegangen am 5. Februar 1929.)

1) Physik. Zeitschr. **29**, 698—702, 1928. Leipziger Dissertation 1928.

G. Joos (Jena), Bemerkungen zur Druckverbreiterung von Spektrallinien.

Von den wenigen Möglichkeiten, Struktur und Lage einer Spektrallinie durch äußere Einwirkung auf die Lichtquelle zu beeinflussen, ist die Druckverbreiterung und die Druckverschiebung bisher theoretisch noch wenig geklärt. Die klassische Lorentzsche Stoßdämpfungstheorie, nach welcher bei jedem gaskinetischen Zusammenstoß die Kohärenz der Wellenzüge abgeschnitten wird, leistet hier mehr als die bisher vorliegenden quantentheoretischen Ansätze. Sie steht insbesondere in Übereinstimmung mit dem von Orthmann[1]) an der Hg-Linie 2536 gesicherten Befund, daß für die Verbreiterung nicht nur die Dichte des störenden Gases, sondern auch die Temperatur des Systems maßgebend ist. Auch die beobachtete Funktion der Abhängigkeit der Verbreiterung von Dichte und Temperatur ist dieselbe wie die der Stoßzahl.

Feinere Einzelheiten der Verbreiterung vermag indes diese sehr summarische Theorie nicht wiederzugeben. So bleibt die von Füchtbauer und Mitarbeiter[2]) gefundene Tatsache unerklärt, daß die Intensitätsverteilung in der verbreiterten Linie von der Art des störenden Gases abhängt, ja daß verschiedene Linien wie Hg 2536 und Na 5890/96 durch dieselben Gase verbreitert, ähnliche Intensitätskurven geben, die für die verschiedenen Gase stark variieren.

Zur Erklärung dieser Erscheinungen ist ein tieferes Eindringen in den Störungsmechanismus erforderlich. Vom Standpunkt der Atommodelle wird dies in der großen Arbeit von Holtsmark[3]) versucht, deren Grundlage die Annahme eines durch die elektrostatischen Felder der störenden Atome bedingten linearen Starkeffektes ist. In dieser Theorie wird die Verbreiterung temperaturunabhängig, denn die Wahrscheinlichkeit einer bestimmten Feldstärke ist nur durch die Wahrscheinlichkeit einer bestimmten Konfiguration der Nachbaratome bestimmt, nicht aber durch die Schnelligkeit des Wechsels. Diese Theorie dürfte aber trotzdem für Atome mit linearem, großem Starkeffekt den Hauptanteil der Verbreiterung richtig wiedergeben. Indes geben bekanntlich nur solche Atomzustände einen größeren, feldproportionalen Effekt des elektrischen Feldes, bei denen die elektrische Störung der Bahn des Leuchtelektrons durch das Rumpffeld klein ist gegen die Störung durch das äußere Feld. Bei der Mehrzahl der Spektrallinien liegen die Verhältnisse gerade umgekehrt. Diese Linien, die meist einen minimalen quadratischen Starkeffekt aufweisen, haben eine gut meßbare Druckverbreiterung, welche durchaus nicht die von der Holtsmarkschen Theorie geforderte Dichteabhängigkeit zeigt.

Vortragender sprach früher[1]) die Vermutung aus, daß für die Verbreiterung dieselben Kräfte maßgebend sind wie für das Zustandekommen der gaskinetischen Raumerfüllung, für welche beim damaligen Stand der Forschung die durch die Umlaufbewegung der Elektronen bedingten Wechselfelder verantwortlich gemacht wurden[2]).

Vom Standpunkt der Quantenmechanik ist es klar, daß man auf dieser Grundlage nicht zum Ziele kommen konnte. Die Quantenmechanik zeigt uns aber den richtigen Weg: An Stelle der durch umlaufende Elektronen bedingten elektrodynamischen Beeinflussung hat die quantenmechanische Wechselwirkungsenergie zu treten, wie sie von Heitler und London[3]) berechnet wurde. Die Form dieser Störungsglieder erfüllt vor allem die Forderung, daß die individuellen Eigenschaften der störenden Moleküle zur Geltung kommen, denn die dort auftretenden Terme enthalten Integrale, in welchen die Eigenfunktionen von störendem und gestörtem Atom gleichmäßig eingehen. Nimmt man die dort für die Störung eines Wasserstoffatoms durch ein anderes Wasserstoffatom gefundenen Beträge als Maß für die Größenordnung der Störung bei andern Atomen, so kommt man wegen des exponentiellen Abklingens der Wechselwirkungsenergie für die bei 1 Atm. vorhandenen Atomabstände zu sehr geringen Frequenzänderungen, welche für die Verbreiterung nicht ausreichen, wohl aber den Hauptanteil an der kleinen Verlagerung des Intensitätsmaximums darstellen dürften. Es ist indes zu beachten, daß für größere Entfernungen die von Heitler und London bei der ersten Näherung vernachlässigte Polarisation nicht mehr außer acht gelassen werden darf, da die dadurch bedingte Störung nicht exponentiell abnimmt. Weiter aber ist ein sehr wichtiger Beitrag zur Verbreiterung durch die Wärmebewegung bedingt. Im Verlauf der Ausstrahlungszeit, die wir von der Größenordnung 10^{-8} sec annehmen, wechselt die Störung ganz erheblich. Es wird ein gedämpfter Wellenzug von zeitlich veränderlicher Frequenz emittiert bzw. absorbiert und die Fourieranalyse dieses Wellenzugs gibt

1) W. Orthmann, Ann. d. Phys. **78**, 601, 1925.
2) Chr. Füchtbauer und G. Joos, Physik. Zeitschr. **23**, 73, 1922; Chr. Füchtbauer, G. Joos und O. Dinkelacker, Ann. d. Phys. **71**, 204, 1923; Chr. Füchtbauer und H. Meier, Physik. Zeitschr. **27**, 853, 1926.
3) J. Holtsmark, Ann. d. Phys. **58**, 577, 1919; ferner P. Debye, Physik. Zeitschr. **20**, 162, 1919.

1) Phys. Zeitschr. **23**, 76, 1922.
2) P. Debye, Physik. Zeitschr. **22**, 302, 1921.
3) W. Heitler und F. London, Zeitschr. f. Phys. **44**, 455, 1927; ferner Y. Sugiura, Zeitschr. f. Phys. **45**, 484, 1927; E. A. Hylleraas, Zeitschr. f. Phys. **51**, 150, 1928 (angeregtes Wasserstoffatom).

Nebenfrequenzen, welche nach den bisherigen Rechnungen den Hauptanteil an der Verbreiterung geben. Da mit der Schnelligkeit des Wechsels die Stärke der Nebenfrequenzen zunimmt, erhält man die vom Experiment erwiesene Temperaturabhängigkeit.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die quantenmechanische Störungstheorie qualitativ alles enthält, was zur Erklärung der Beobachtungen der Druckverbreiterung benötigt wird. Eine quantitative Durchführung, die vor längerer Zeit in Angriff genommen wurde, ist nur unter stark vereinfachenden Annahmen rechnerisch zu erzwingen.

Zusatz bei der Korrektur: Inzwischen erschien eine Arbeit von H. Kallmann und F. London (Zeitschr. f. phys. Chem. **2**, 241, 1929) in der das Problem der Stoßverbreiterung in ähnlicher Weise wie hier erörtert wird. Die beiden Autoren gehen aus von der Stoßtheorie und suchen den Zusammenstoß quantenmechanisch zu interpretieren.

B. Schulze (Halle), Die Anregung des sichtbaren „roten" und „blauen" Argonspektrums durch Elektronenstoß.

Es ist zu erwarten, daß die einzelnen Linien des „roten" Argonspektrums bei verschiedenen individuellen Anregungsspannungen unterhalb der einfachen Ionisierungsspannung auftreten. Untersuchungen über die Anregung des „roten" Argonspektrums durch Elektronenstoß von Déjardin sowie Horton und Davies zeigten ein gleichzeitiges Auftreten sämtlicher Linien des Argonspektrums in der Nähe der Ionisierungsspannung des Atoms. Im Gegensatz zu diesen Ergebnissen gelang es durch Wahl geeigneter Versuchsbedingungen, das Bogenspektrum unterhalb der Ionisierungsspannung in sieben Stufen durch Elektronenstoß anzuregen.

Die quantitative Bestimmung der Anregungsspannungen einer Reihe von Linien des „blauen" Argonspektrums führte zu dem Ergebnis, daß die im Blauen und Violetten liegenden untersuchten Linien nicht bereits bei etwa 32 Volt erscheinen, wie dies aus früheren Beobachtungen hervorgeht, sondern erst zwischen 35 und 37 Volt. Außerdem treten noch mehrere lichtschwache Linien zwischen 40 und 42 Volt auf. Die gefundenen Anregungsspannungen stehen im Einklang mit denjenigen Werten, welche sich aus den von de Bruin angegebenen Serientermen berechnen lassen.

G. Hoffmann (Halle), Absorption in angeregten Zuständen.

Es wurde die Absorption des Lichtes im elektrisch angeregten Kadmium, Zink und Thalliumdampf gemessen. Bei Kadmium absorbieren die metastabilen P-Zustände sehr stark, der 2^3P_1-Zustand mäßig. Bei Zink absorbieren alle drei P-Zustände gleich stark, erstens wegen der kleinen Termdifferenz, die eine Überführung des einen Zustandes in den anderen durch Stöße erleichtert, zweitens wegen der unverhältnismäßig großen Lebensdauer des 2^3P_1-Zustandes bei Zink, die ihn zu einem quasi metastabilen macht. Untersucht wurde ferner der Einfluß verschiedener Gase auf die Absorption des angeregten Kadmiumdampfes, die Beobachtungen stehen im Einklang mit dem, was man aus ähnlichen Versuchen bei der Resonanzfluoreszenz festgestellt hat. Im elektrisch angeregten Thalliumdampf wurde eine Absorption des metastabilen $^2P_{1/2}$-Zustands beobachtet.

W. Hanle (Halle), Die optische Anregungsfunktion der Heliumlinien.

Unter der optischen Anregungsfunktion versteht man die Lichtausbeute beim Elektronenstoß in Abhängigkeit von der Voltgeschwindigkeit der stoßenden Elektronen. Das zur Anregung benutzte Rohr besaß eine Äquipotential-Oxydkathode als Elektronenquelle und drei Anodenplatten und war mit Helium von niederem Druck gefüllt. Die von der Kathode ausgehenden Elektronen wurden zunächst durch ein zwischen Kathode und erste Platte angelegtes Feld auf etwa 60 Volt beschleunigt, um genügende Intensitäten zu bekommen und traten teilweise durch ein Loch in der ersten Platte hindurch. Zwischen dieser und der zweiten Platte wurden sie erst auf die gewünschte Spannung gebracht. Ein Teil der Elektronen trat nun durch ein Loch in der zweiten Platte in den feldfreien Beobachtungsraum ein und wurde von einer dritten Platte aufgefangen und gemessen. Der im feldfreien Raum leuchtende Elektronenstrahl wurde auf den Spalt eines Spektrographen abgebildet. Die Intensität der im Sichtbaren gelegenen Heliumlinien wurde in Abhängigkeit von der Voltgeschwindigkeit der Elektronen gemessen, wobei der auf die Auffangplatte gelangende Elektronenstrom konstant gehalten wurde. Es ergaben sich folgende Gesetzmäßigkeiten: 1. Die Anregungsfunktionen aller beobachteten Linien zeigen ein Maximum. 2. Die Form der Anregungsfunktion ist für alle Linien einer Serie die gleiche. 3. Linien verschiedener Serien zeigen verschiedenes Verhalten der Anregungsfunktionen, z. B. hat die

Linie 5016, $2\,S - 3\,P$ ein sehr flaches Maximum bei etwa 100 Volt, 4388, $2\,P - 5\,D$ ein etwas steileres Maximum bei etwa 60 Volt, 4438, $2\,P - 5\,S$ ein noch steileres Maximum bei etwa 40 Volt. Die Tripletlinien wurden nicht getrennt beobachtet. 4471, $2\,p - 4\,d$ besitzt ein steiles Maximum bei ca. 35 Volt, 4713, $2\,p - 4\,s$ hat die steilste Anregungsfunktion (Maximum bei 30 Volt).

E. H. L. Meyer (Freiburg), Über den Ramaneffekt bei Wasser. (Nach gemeinsamen Versuchen von E. H. L. Meyer und J. Port.)

Die Untersuchung des Ramaneffektes bei Wasser unter Benutzung einer Hg-Bogenlampe ergibt zwei breite Bänder bei 4690 Å und bei 4250 Å. Diese Bänder zeigen eine Temperaturabhängigkeit in doppelter Hinsicht: Einmal werden sie mit steigender Temperatur schmäler und schärfer begrenzt. Ferner gilt für das gegenseitige Intensitätsverhältnis beider Bänder Folgendes: Bei einer Temperatur von ca. 11° C ist das Band bei 4690 Å kaum zu erkennen, während gleichzeitig das Band bei 4250 Å sehr stark ist. Bei einer Temperatur von 100° C sind die Verhältnisse gerade umgekehrt. Bei 4690 Å haben wir dann ein relativ schmales scharf begrenztes Band, dagegen bei 4250 Å ist ein solches nur noch mit dem Kochschen Mikrophotometer sicher nachzuweisen. Bei den Zwischentemperaturen ist ein Übergang zwischen diesen Extremen beobachtet.

Es muß angenommen werden, daß beide Bänder in der gleichen Linie des eingestrahlten Hg-Lichtes ihren Ursprung haben, denn sonst wäre die Wechselbeziehung der Intensitäten nicht zu verstehen. Diese Primärlinie ist noch nicht ermittelt. Eine entsprechende Untersuchung ist im Gang. Eine Erklärung dieser Erscheinung der Temperaturabhängigkeit der Ramanbänder bei Wasser wird in der Assoziation des Wassers und dessen Neigung zur Bildung größerer Komplexe $(H_2O)_x$ gesucht. Bei der Temperatur von ca. 11° C hat x 1. einen hohen Wert und 2. streut es um einen wahrscheinlichsten Wert in einem breiten Bereich. Dem entspricht eine große Breite und Verwaschenheit der Ramanbänder. Je höher die Temperatur wird, um so definierter und einheitlicher werden die Molekülaggregate nach ihrer Größe, d. h. um so kleiner wird x und um so enger sein Streubereich. Parallel damit müssen auch die Ramanbänder schärfer begrenzt sein, was tatsächlich zutrifft.

Pringsheim[1]) hat in seinen Untersuchungen über den Ramaneffekt gezeigt, daß man bestimmte Linien bestimmten Schwingungen im Molekül zuordnen kann. Aus einer Arbeit von S. Venkateswaran und A. Karl[2]) über den Ramaneffekt in Alkoholen läßt sich ferner schließen, daß wir das Band 4690 Å der OH-Schwingung zuordnen müssen. In dieser Arbeit sind nämlich Methyl-, Äthyl-, Amyl- und Allylalkohol und außerdem Wasser untersucht. In allen Fällen haben wir etwa an der gleichen Stelle bei 4690 Å Ramanlinien, bei Wasser gegenüber den Alkoholen darum verschoben, weil das Radikal und somit die Beeinflussung der OH-Schwingungen bei H_2O im Vergleich zu den Alkoholen besonders klein ist. Die Ramanlinien sind bei den Alkoholen um so schärfer, je weniger diese assoziieren. Wasser als am stärksten assoziierend, hat auch die breitesten Ramanlinien.

Das Band bei 4250 Å ordnen wir zunächst den Molekülaggregaten selbst zu. Je definierter diese bei steigender Temperatur werden, um so schmaler und schärfer wird auch dies Band. Es verschwindet bei steigender Temperatur mehr und mehr entsprechend der Tatsache, daß auch die Aggregate sich mehr und mehr in Einzelmoleküle auflösen.

Die Untersuchung wird fortgesetzt. Eine Veröffentlichung der bisher erhaltenen Spektrogramme wird in Bälde in der Physikalischen Zeitschrift erfolgen.

1) P. Pringsheim, Naturw. **16**, 597, 1928.
2) S. Venkateswaran und A. Karl, Zeitschr. f. phys. Chem. (B) **1**, 466, 1928.

O. Meißer (Jena), Die Schallausbreitung in der Atmosphäre bei künstlichen Sprengungen. (Forschungsarbeiten über Sprengungen, unterstützt von der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft.)

Die Schallausbreitung in der Atmosphäre bei künstlichen Explosionen zeigt die merkwürdige Erscheinung mehrerer Hörbarkeitsgebiete. In einem gewissen Umkreis, der je nach den meteorologischen Verhältnissen nach Form und Größe verschieden ist, kann man den Schall deutlich wahrnehmen. Über eine Entfernung von ca. 50 km hinaus beginnt meistens die „Zone des Schweigens", ein Gebiet, wo die Schallwellen nicht mehr gehört werden. In einer größeren Entfernung von 120—170 km vom Herd, kann man den Schall plötzlich wieder gut wahrnehmen.

Die beistehende Fig. 1[1]) gibt die eben geschilderten prinzipiellen Hörbarkeitsbereiche bei einer Sprengung zum Studium der Schallfortpflanzung in Jüterbog recht gut wieder.

Schon frühzeitig[2]) beschäftigte man sich mit der Theorie dieser Erscheinung, um aus dem

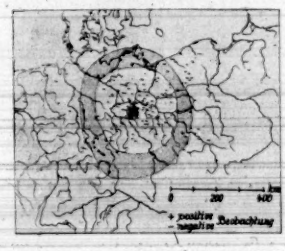


Fig. 1.

Auftreten des „anormalen Schalles" einen Einblick in den Aufbau der uns unzugänglichen Teile der Lufthülle zu erhalten, durch die die Schallwellen ihren Weg genommen haben. Vor mehreren Jahren wurde bei der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft eine „Sprengkommission" gebildet, deren Hauptaufgabe es ist, die Schallausbreitung in der Atmosphäre und die damit zusammenhängenden Probleme gründlich zu bearbeiten. Ich will hier kurz die Grundlagen für die Schallausbreitung zusammenstellen, wie sie für ähnliche Probleme in der Seismik schon länger entwickelt sind[3]), um gleichzeitig die Ausführung und Anordnung der systematischen Beobachtungen besser verständlich machen zu können.

Ähnlich wie in der Optik betrachtet man zunächst die Ausbreitung des Schalles als ein rein geometrisches Problem. Unter der Voraussetzung, daß der Schall stets den akustisch kürzesten Weg einschlägt, gelangt man zu dem bekannten Brechungsgesetz

$$\frac{\sin i_0}{v_0} = \frac{\sin i}{v} \,. \qquad (1)$$

Führt man den „Emergenzwinkel" e (Fig. 2) ein, d. h. den Winkel, den die Strahltangente mit der Horizontalen einschließt (die Erde wird für unsere Untersuchungen als eben angenommen) und setzt man noch voraus, daß die Schallgeschwindigkeit v nur eine Funktion der Höhe y sei, so ist

$$\frac{\cos e_0}{v_0} = \frac{\cos e_y}{v(y)} = \text{const.} \qquad (1')$$

die Gleichung des Schallstrahles, der unter dem Winkel e_0 die Erdoberfläche verläßt. Damit der Strahl wieder zur Erde zurückkehrt, muß im Scheitel S die Geschwindigkeit v_S größer als

Fig. 2.

diejenige am Erdboden sein. Da im Scheitel $e_y = 0$ ist, ergibt sich aus (1′) die Relation

$$v_S = \frac{v_0}{\cos e_0} \,. \qquad (2)$$

Bezeichnet man mit $\mathfrak{v}$ die scheinbare Oberflächengeschwindigkeit des Strahles, die sich geometrisch leicht zu $\mathfrak{v} = \frac{v_0}{\cos e_0}$ bestimmt, so wird (2)

$$v_S = \frac{v_0}{\cos e_0} = \mathfrak{v} \,. \qquad (2')$$

Die Formel (2) bzw. (2′) gestattet uns, aus Größen, die nur an der Oberfläche der Erde gemessen

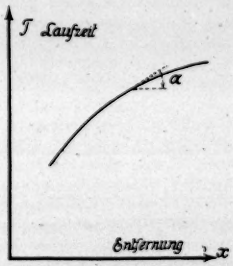


Fig. 3.

sind, sofort die Schallgeschwindigkeit des Strahles in dem höchsten Punkte seiner Bahn zu bestimmen. Die einzige Größe, die noch fehlt, um den Strahlverlauf vollständig zu übersehen, ist seine Scheitelhöhe. Unter der Voraussetzung, daß die Schallgeschwindigkeit mit der Höhe y wächst, läßt sich die Scheitelhöhe über eine Integral-

1) Diese Figur ist entnommen H. Hergesell u. P. Duckert, Sprengungen zu Forschungszwecken. Ergebnisse der vom 1. April 1923 bis zum 30. September 1926 an verschiedenen Orten Deutschlands ausgeführten Versuche. Wiss. Abhdlg. des Preuß. Aeronaut. Obs. Lindenberg XVI, B, 1927.

2) Umfassende Literaturangaben bei Hergesell u. Duckert a. a. O.

3) Vgl. O. Meißer, Beiträge zu einer experimentellen Seismik. Veröffentl. d. Reichsanstalt f. Erdbebenforschung, Jena, Heft 9, 21, 1929.

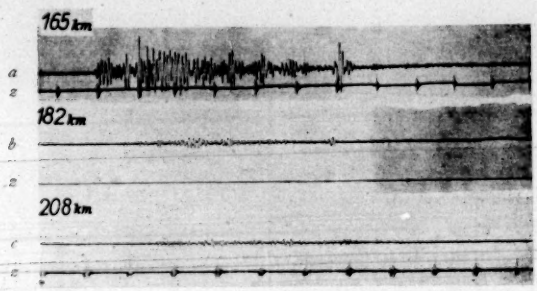


Fig. 4. Größe 1 : 2,5.

a 165
b Normaler Schall registriert in 182 km Entfernung
c 208
z Drahtlos übertragene Uhrsignale, Markenabstand 2,0 sec.

gleichung vom Abelschen Typ zu

$$y_S = \frac{1}{\pi} \int_0^{x_P} \ln \{p + \sqrt{p^2 - 1}\}\, dx \qquad (3)$$

finden, wobei $p = \frac{v_P}{v_x}$. Da in der Troposphäre (0—11 km Höhe) die Schallgeschwindigkeit infolge des Temperaturgefälles abnimmt, muß man diesen Teil der Bahn gesondert berechnen[1]). Die scheinbare Oberflächengeschwindigkeit v ermittelt man (Fig. 3) aus einer Laufzeitkurve, einem Diagramm, in dem zu den entsprechenden Entfernungen als Abszissen die zugehörigen Laufzeiten entsprechender Einsätze des Schalles als Ordinaten aufgetragen sind. Die reziproke Tangente an diese Kurve ergibt

$$v = \frac{dx}{dT} = \operatorname{ctg} \alpha = \frac{v_0}{\cos e_0}. \qquad (4)$$

Für einwandfreie Untersuchungen sind Laufzeitkurven von Einzelsprengungen, deren Beobachtungsstationen auch in demselben Azimute liegen, einer sogenannten mittleren Laufzeitkurve aus verschiedenem Beobachtungsmaterial bei weitem vorzuziehen. Vorstehende theoretische Betrachtung bildet die Grundlage für das Beobachtungsverfahren, das die Aufnahme von Laufzeitkurven bezweckt.

Die alte Methode, die nur auf Hörbeobachtungen angewiesen war und auf die Feststellung der zeitlichen Ankunft der Schallwellen keinen allzu großen Wert legte, benutzte den äußeren Rand der Zone des Schweigens, um aus der Entfernung dieser Grenzstrahlen in grober Näherung die Scheitelhöhe des Schalles zu bestimmen. Dieses Verfahren ist von der „Sprengkommission" durch Registrierbeobachtungen ersetzt worden, wobei sich auch herausstellte, daß ein beträchtlicher Teil der Schallwellen wegen seiner niedrigen Periode ($T \sim 0{,}2$ sec) unhörbar ist. Um eine „homogene" Laufzeitkurve zu gewinnen, müssen die Instrumente auf Profillinien, die durch den Sprengherd gehen, aufgestellt werden.

Die für diese Untersuchungen benutzten Registrierapparate, der „Undograph" nach W. Kühl, Potsdam und Membranapparate nach E. Wiechert (†), Göttingen, besitzen ein Empfangssystem, das im Prinzip eine Rayleighsche Kolbenmembran darstellt[1]) und dessen Bewegung in erster Annäherung die Druckschwankungen der Luft wiedergibt. Die Aufzeichnung der Kurven erfolgt photographisch. Neben der Aufstellung der Instrumente ist zur Erzielung einer genauen Laufzeitkurve ein weiteres wichtiges Moment, daß die registrierten Kurven einwandfreie Zeitmarken erhalten. Zu diesem Zwecke werden neben den Druckschwankungen (Fig. 4a, b, c) die drahtlosen Zeichen (*z*) einer Uhr[2]) von allen Stationen automatisch mit aufgezeichnet. In Fig. 4 sind die Registrierungen einer Sprengung in Jüterbog am 19. Dez. 1928 wiedergegeben, die in verschiedenen Entfer-

1) Durchgeführt ist eine solche Berechnung näherungsweise bei B. Gutenberg, die Schallgeschwindigkeit in den untersten Schichten der Atmosphäre. Zeitschr. f. Geophysik. **2**, 101—106, 1926.

1) O. Meißer, I. Die theoretischen Grundlagen der Schallregistrierapparate z. Z. nur als Manuskript gedruckt. Reichsanstalt für Erdbebenforschung. 1929. Die reproduzierten Kurven sind mit Kühlschen Undographen aufgenommen.

2) Dank der Unterstützung des Reichswehrministeriums ist es möglich, über den Sender der festen Heeresfunkstelle in Weimar während der Beobachtungszeit auf Welle $\lambda = 1084$ m für alle Stationen ausreichend empfangsstarke Zeitmarken zu senden.

nungen in Thüringen aufgenommen wurden. Die Filme geben die Schallwellen wieder, die nur in den untersten Schichten der Atmosphäre (bis 15 km) gelaufen sind. Das Auftreten verschiedener Einsatzgruppen rührt von der Schichtung der Lufthülle an diesem Tage her. Auffallend bei allen drei Stationen[1]) ist die letzte Einsatzgruppe, die einer Überschlagsrechnung nach eine Höhe von ca. 15 km erreicht hat. Bildet man sich aus allen Profilstationen der Linie

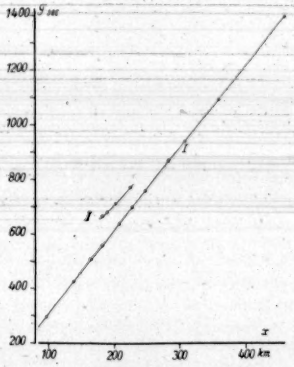


Fig. 5.

Jüterbog-Stuttgart die Laufzeitkurve für die ersten Einsätze, so erhält man Kurve I in Fig. 5 oder in Tabellenform:

x km	T sec	x km	T sec	x km	T sec
97	295	208	637	307	940
139	427	228	698	358	1049
165	506	248	759	458	1400
182	558	283	868	—	—

Die Laufzeitkurve zeigt uns deutlich, daß man es mit normalem Schall zu tun hat, der nur in der Troposphäre gelaufen ist. Infolge besonders eigenartiger meteorologischer Verhältnisse — an anderer Stelle wird später auf die genauere Auswertung dieser Messungen eingegangen werden — hat sich der direkte Schall auf dem obigen Profil bis über 400 km Entfernung einwandfrei registrieren lassen. Die verschiedenen Gruppen des Schallbildes lassen die Schichtung der untersten Lufthülle berechnen, die mit den beobachteten meteorologischen Daten in großen Zügen übereinstimmen.

Theoretisch weit interessanter und für die wissenschaftliche Forschung wertvoller sind die Schalleinsätze, die bedeutend später als der normale Schall ankommen und eine dementsprechend geringere mittlere Oberflächengeschwindigkeit (Herd-Beobachtungsstation berechnet) besitzen, die je nach der Witterung und der Entfernung zwischen 240 m/sec—305 m/sec schwanken kann. In Fig. 5 sind als Kurve II die Laufzeiten für den anormalen Schall eingetragen, wie sie im Sommer 1927 bei verschiedenen Sprengungen auf demselben Profil wie oben gewonnen wurden. Die Schallbilder sehen denen in Fig. 5 prinzipiell ähnlich, es treten ebenfalls meistens mehrere Einzelgruppen auf, die auf eine entsprechende Schichtung schließen lassen. Fig. 6 zeigt die Kurve[2]) eines anormalen Schallbides aus 200 km Entfernung. Die Frequenz liegt in der Hauptsache bei $n = 5$ Hertz, es treten jedoch auch höhere Wellen mit $n < 200$ Hertz auf. Das Schallbild ist sehr stark von der Wetterlage abhängig und verändert sich schon auffallend in kurzen Zeitabständen, wie ein Beispiel in Fig. 7 gut zeigt. Die Sprengungen fanden am 17. Juni 1927 in Jüterbog zu folgenden abgerundeten Tageszeiten statt: $a = 18$ Uhr, $b = 19$ Uhr, $c = 25$ Uhr. An den Kurvenbildern läßt sich deutlich das Zusammenrücken mehrerer akustischer Grenzflächen in der Nacht sehen. Die Geschwindigkeit des anormalen Schalles im Scheitel lag im Sommer bei

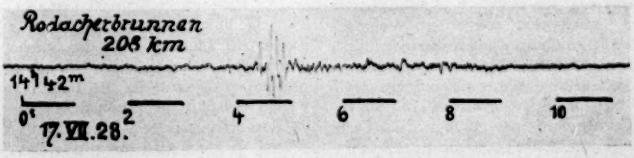


Fig. 6. Größe 1 : 1.

1) Die Filme wurden registriert:
a) von Herrn Astronom Gängler (Sternwarte, Wolfersdorf),
b) von Herrn cand. phys. Michels (Physik. Anstalt, Jena),
c) von Herrn Dr. Martin (Reichsanst. f. Erdbebenf., Jena).

2) Der Film wurde rgistriert von Herrn Mech.-M. Bressem (Reichsanst. f. Erdbebenf., Jena).

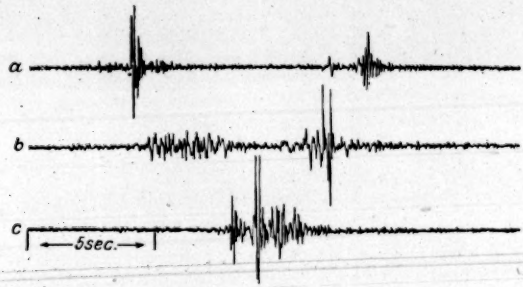


Fig. 7. Größe 1 : 2.
Anormaler Schall registriert in 200 km Entfernung am
17. VI. 27 um *a* 18 Uhr
b 19 Uhr
c 25 Uhr.

den Messungen für Kurve II (Fig. 5) bei etwa 360 m/sec ($v_0 = 343$ m/sec)[1]). Eine Überschlagsrechnung ergibt für die Höhe eines Schallstrahles nach Kurve II ungefähr 39—40 km. Die größte Höhe, die man sich als obere Grenze errechnen kann, ist < 50 km, während die untere Grenze > 30 km ist. Wenn bis jetzt auch noch keine einwandfreie homogene Laufzeitkurve für den anormalen Schall von einer einzigen Sprengung herangezogen werden kann, so sind die Höhenangaben nach Kurve II in recht guter Übereinstimmung mit dem Material anderer Autoren Angenheister, Wiechert[2]). Als experimentell gesichert kann man die mittlere Scheitelgeschwindigkeit des anormalen Schalles von 350—360 m/sec bei einer mittleren Scheitelhöhe von 39—40 km betrachten.

Was für eine physikalische Bedeutung haben diese Zahlen? Nach der klassischen Theorie ist die Schallgeschwindigkeit v bei sehr kleinen Druckamplituden

$$v = \sqrt{\frac{c_p}{c_v} \cdot R \cdot T} + \text{Windkomponente}, \quad (5)$$

wobei c_p und c_v die spezifischen Wärmen bei konstantem Druck und konstantem Volumen, T die absolute Temperatur und R die individuelle Gaskonstante bedeuten. Die Gültigkeit von (5) kann man bei den vorkommenden Schallamplituden bei einer Scheitelhöhe von 40 km noch unbedenklich annehmen. Obwohl man keinen sehr plausiblen Grund für eine Temperatur von $+ 35^0$ C in 40 km Höhe aufzuweisen hat, haben doch verschiedene Autoren die auffallend hohe Schallgeschwindigkeit einer entsprechenden Temperaturerhöhung zugeschrieben. Meines Erachtens ist es recht wenig wahrscheinlich, daß allein auf einer Höhe von einigen 10 km eine Inversion von $- 55^0$ C auf $+ 35^0$ C stattfinden kann. Somit bleiben für eine Diskussion noch die beiden anderen Faktoren R und der Wind übrig. Nach von dem Borne[1]) rührt die Erhöhung der Schallgeschwindigkeit durch R von einem größeren Wasserstoffgehalt der Luft her. Für unsere Schallgeschwindigkeiten würde eine Beimengung von 25 Proz. Wasserstoff genügen. Nun darf aber ein so hoher Wasserstoffgehalt unserer Atmosphäre nach den Werten an der Erdoberfläche berechnet, erst in Höhen über 60 km auftreten, während man für 40 km höchstens mit einem Gehalt von 1 Proz. rechnen kann. Da nun nach unseren Beobachtungen eine größere Höhe des anormalen Schalles ziemlich unwahrscheinlich ist, muß man auch diese Theorie, die recht bestechend ist, wegen ihrer zu großen quantitativen Unstimmigkeiten ablehnen. Es bleibt somit nur noch eine entsprechende Windkomponente übrig, die durch manche Versuche bisher auch wahrscheinlich gemacht wird. Zur Entscheidung für die letztere Ansicht bietet sich ein experimenteller Weg, der bereits von Wiechert[2]) versuchsweise zum Teil einmal begangen worden ist: Wird die Beobachtung des anormalen Schalles an Punkten vorgenommen, die in Kreuzform zu der Schallquelle als Mittelpunkt liegen, so kann man direkt aus den Differenzen der Ankunftszeiten des Schalles an den ent-

1) O. Meißer, Der Einfallswinkel des anormalen Luftschalles. Zeitschr. f. Geophysik **3**, 285—292, 1927.
2) Literatur s. nebenstehende Anmerkung 2.

1) von dem Borne, Über die Schallverbreitung bei Explosionskatastrophen. Diese Zeitschr. **11**, 483—488, 1910.
2) E. Wiechert, Nachr. d. Gesellsch. d. Wiss. Göttingen, Bemerkungen über die anormale Schallausbreitung in der Luft. 2. Mittlg. 93—103, 1926.

sprechenden Stationen den Windeinfluß seiner Größe und Richtung nach bestimmen. Da aus dem bisher vorliegenden Material diese Angaben mit aller Bestimmtheit nicht zu ziehen sind, wird beabsichtigt, die weiteren experimentellen Beobachtungen in Form von Kreuzsprengungen vorzunehmen. Man kann dann so eindeutig auf experimentellem Wege den Windeinfluß messen, der nach dem bisherigen Stand der Ergebnisse bei einer Scheitelhöhe von 40 km wohl der Hauptgrund für die Umkehr der Schallstrahlen sein dürfte.

Jena, Reichsanstalt für Erdbebenforschung.

BESPRECHUNGEN.

W. Block, Messen und Wägen. Ein Lehr- und Handbuch, insbesondere für Chemiker. Mit einer Einleitung: Die historische Entwicklung der Meßkunde und des Maß- und Gewichtswesens von F. Plato. Gr. 8°. VIII u. 339 S. Mit 109 Abb. im Text. Leipzig, Otto Spamer. 1928. Geh. RM. 25.—, geb. RM. 28.—.

Das klassische Handbuch für physikalische Messungen wird immer der „große Kohlrausch" bleiben. Es ist aber dem Verf. darin beizustimmen, daß er ein gewisses Maß von Kenntnissen erfordert, die man bei Nicht-Physikern nicht immer wird voraussetzen dürfen. So wird auch besonders für Chemiker eine etwas breitere Darstellung häufig erwünscht sein. Diese versucht der Verf. in dem vorliegenden Werk zu geben, das er als Lehr- und Handbuch bezeichnet, das seinem ganzen Charakter nach aber wohl als reines Lehrbuch anzusprechen ist.

Vorangestellt ist ihm ein Abschnitt über die historische Entwicklung der Meßkunde und des Maß- und Gewichtswesens von F. Plato, der ursprünglich die gesamte Bearbeitung übernommen hatte, aber später davon zurücktrat. Jener Abschnitt bringt eine große Menge interessanten Materials, ist aber für den vorliegenden Zweck doch wohl etwas zu ausführlich gehalten.

Es schließen sich an zwei Abschnitte: Allgemeines über Messungen und ihre Ausführungen und Maßsysteme und allgemeine physikalische Konstanten, von denen namentlich der erste allen Benutzern zur eingehenden Beachtung empfohlen sei. Die übrigen Abschnitte behandeln dann die Messungen von Zeiten, Winkeln, Längen, Flächen, Räumen, Massen, Dichten, Drucken, der Feuchtigkeit, der Temperatur, von Wärmemengen, Lichtstärken, Optische und Elektrische Messungen. Den Beschluß bildet ein Literaturverzeichnis.

Entsprechend ihrer für den Chemiker überwiegenden Bedeutung sind namentlich die Messungen von Räumen, Massen, Dichten und Temperaturen besonders eingehend und sorgfältig behandelt. Hier konnte der Verf. auch umfangreiche eigene Erfahrungen und Arbeiten verwerten. Zahlreiche eingegliederte Zahlentafeln machen diese Abschnitte besonders wertvoll.

Die anderen Abschnitte sind zum Teil etwas sehr kurz gehalten, so z. B. die Messung von Zeiten. Bei den Längenmessungen vermißt man einen Hinweis auf die verschiedenen Instrumentenfehler, auf die Normung mehrerer Meßgeräte durch den Deutschen Normenausschuß (DNA), aus denen der Benutzer wertvolle Angaben über die zu erwartende Genauigkeit hätte entnehmen können, und auf die durch den Bau der Instrumente bedingten Fehler (Kippungsfehler erster und zweiter Ordnung). Bei den Temperaturmessungen hätten die thermoelektrischen wohl noch etwas ausführlicher behandelt werden können. Bei den elektrischen Messungen fehlen die für den Chemiker so wichtigen Bestimmungen der Dielektrizitätskonstante und vielleicht auch die radioaktiven Messungen, die aber wohl vom Verf. absichtlich unberücksichtigt geblieben sind. Überhaupt soll ja sein Werk den Chemiker nur soweit in die Meßtechnik einführen, daß er befähigt ist, sich in Sonderfragen Rat aus Spezialwerken zu holen.

Eine kleine Einzelheit darf wohl noch erwähnt werden: die Messung von Rachenlehren durch Endmaße (Abb. auf S. 34) entspricht nicht der vom DNA getroffenen Festsetzung über das Maß der Rachenlehre.

Diese kleinen Ausstellungen sollen indessen nur Hinweise auf Wünsche und Verbesserungen für eine spätere Auflage sein. In seinen (oben angegebenen) Hauptteilen stellt das Werk eine ausgezeichnete Behandlung des Stoffes dar und wird nicht nur dem Chemiker, sondern auch manchem jungen Physiker bei seinen meßtechnischen Arbeiten von großem Nutzen sein. Berndt.

Tagesereignisse.

Die diesjährige Hauptversammlung der Dechema, Deutsche Gesellschaft für chemisches Apparatewesen E.V., findet vom 22. bis 24. Mai 1929 in Breslau statt.

Es werden eine Reihe wissenschaftlich-technischer Vorträge gehalten, unter anderem: Dr. W. Groothoff, Bonn, „Moderne Herstellungsverfahren für feuerfeste Baustoffe"; Dr.-Ing. Fr. Kranz, Dessau, „Betriebsüberwachung durch Heizwertkontrolle";

Dr. Zimmermann, Mannheim, „Prodorit"; Prof. Dr.-Ing. C. Heinel, Breslau, „Die Begegnung des Chemikers und des Maschineningenieurs im Apparatebau an Hand von Beispielen"; Dir. O. Neuss, Charlottenburg, „Atemschutz in chemischen Betrieben".

Anmeldungen nimmt die Hauptgeschäftsstelle der Dechema, Seelze bei Hannover, entgegen.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Riga Dr. M. Straumanis für Chemie, an der Universität Freiburg i. B. Dr. A. Bühl für Physik, an der Universität Berlin Dr. Ernst Bergmann für Chemie und Dr. Kurt Wohl für physikalische Chemie.

Ernannt: Der ord. Professor an der Universität Rostock Dr. Friedrich Hund zum ord. Professor der mathematischen Physik an der Universität Leipzig.

Vom Lehramt zurück: Der ord. Professor der anorganischen und Kolloidchemie an der Universität Göttingen Dr. Richard Zsigmondy.

Gestorben: Der a. o. Professor für Chemie und Photographie an der Universität Bonn Dr. Conrad Laar, der ord. Professor der Chemie an der Universität Greifswald Dr. Theodor Posner, der Dozent für chemische Technologie der Faserstoffe an der Technischen Hochschule Moskau Professor Peter P. Petrow.

Angebote.

Physiker
gesucht

Selbstgeschriebene Meldungen mit Zeugnis-Abschriften, Lebenslauf und Gehaltsansprüchen unter **J. C. 12400** befördert
Rudolf Mosse, Berlin SW 100

Physiker

mit abgeschlossenem Studium und Praxis in
Elektrotechnik, Gastechnik und Metallographie
für Forschungslaboratorium auf dem
Autogengebiet
gesucht. Angebote mit Lebenslauf, Zeugnisabschriften, Lichtbild und Gehaltsansprüchen sind zu richten unter **V. 4008 an „Iha" Annoncen-Expedition, Berlin W 9.**

Jüngerer
PHYSIKER
ungarischer Staatsbürger, für industriellen Betrieb zu baldigem Eintritt gesucht.

Offerten mit Lebenslauf und Gehaltsansprüchen unter **S. H. 14** an den Verlag dieser Zeitschrift.

Promovierter Physiker,

möglichst lange Zeit Assistent an Technischer Hochschule oder Universität, für Wärme-physikalische Forschungs- und Betriebsarbeiten von großem Werk gesucht.

Angebote mit ausführlichem Lebenslauf u. Bildungsgang, Zeugnisabschriften, Bild, Gehaltsansprüchen und bestimmtem Eintrittstermin unter **Z. 3908** an **„IHA" Annoncen-Expedition, Berlin W 9** erbeten.

Wir suchen zu möglichst baldigem Eintritt
Physiker
mit abgeschlossen. Universitätsausbildung für Laboratoriumstätigkeit. Arbeitsgebiet: Gasentladungen, Vakuumtechnik oder Hochfrequenztechnik. Nebenfach: Mathematik oder anorganische Chemie.

Handschriftliche Gesuche mit Lebenslauf, Zeugnisabschriften, Gehaltsansprüchen und Lichtbild sind zu richten unter Kennwort „Vafre" an die

SIEMENS
Angestellten-Vermittlungsstelle
Berlin-Siemensstadt / Hauptverwaltungsgebäude

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig